

М.М. КОЛТУН

Оптика
и
метрология
солнечных
элементов

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ
«МЕТОДЫ ПРЯМОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ»
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИСТОЧНИКОВ ТОКА

М.М. КОЛТУН

Оптика И метрология солнечных элементов

Ответственный редактор
член-корреспондент АН СССР
Н. С. ЛИДОРЕНКО



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
Москва 1985



Колтун М. М. Оптика и метрология солнечных элементов.— М.: Наука, 1985.— 280 с.

Представлены оптические и электрические характеристики солнечных элементов и батарей из различных полупроводниковых материалов. Рассматриваются способы градуировки эталонных солнечных элементов, разработанные методики измерений КПД, применяемые к наземным и внеатмосферным условиям, конструкции имитаторов солнечного излучения, пути повышения эффективности и улучшения оптических свойств фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии, в частности, с помощью просветляющих покрытий.

Для специалистов в области солнечной энергетики, оптики и метрологии полупроводниковых приборов.
Табл. 10. Ил. 112. Библиогр. 494 назв.

Рецензенты: В. А. Грилихес, Б. В. Тарнижевский

К 2302010000-005
042(02)-85 294-IV-84

© Издательство
«Наука», 1985 г.

Введение

К проблеме освоения энергии солнечного света привлечено в настоящее время внимание специалистов разных научных дисциплин — от химии и биологии до физики твердого тела [1]. Особенно большие успехи достигнуты на пути создания полупроводниковых солнечных элементов и батарей различных конструкций [2]. Все крупнее, легче и мощнее становятся солнечные батареи космических аппаратов и станций [3], все шире их применение на земле [4], все выше КПД и разнообразнее их свойства [5].

Около тридцати лет прошло с момента проведения первых работ, положивших начало современной фотоэлектрической энергетике [6, 7] (краткая справка научной и практической значимости их дана в статьях [8, 8а, 8б]). Эти исследования, в свою очередь, опирались на стройную теорию фотоэлектрических явлений в полупроводниках, созданную в 30—40-е годы нашего столетия. В СССР развитие этого направления физики полупроводников определили работы академика А. Ф. Иоффе и его школы, углубившие наше понимание природы фотопроводимости и фотоэлектрических явлений в полупроводниках и полупроводниковых $p-n$ -переходах [9—12]. Результаты отечественных и зарубежных исследований в области создания фотоэлектрических приборов, преобразующих энергию излучения, в том числе солнечного, в электрическую, были полно и всесторонне обобщены в монографиях [12, 13]. Полезные теоретические и практические рекомендации по выбору оптимальной конструкции фотопреобразователей и описание их электрофизических характеристик даны в публикациях [14—19]. Создание надежных и легких конструкций солнечных батарей (в основном космического назначения) и вопросы воздействия на них космического излучения рассмотрены в обзорах [20—22], исследования по разработке оптимальных просветляющих, теплорегулирующих и радиационно-защитных оптических покрытий для солнечных элементов и батарей представлены в книге [23].

Настоящая монография посвящена проблемам оптики и метрологии солнечных элементов и является первой в этой области. Слова «оптика» и «метрология» не даром стоят рядом в названии книги. Только знание комплекса оптических и метрологических характеристик солнечного излучения и имитаторов Солнца, а также полупроводниковых солнечных элементов и применение разнообразных способов эталонирования численных значений параметров элементов позволяют квалифицированно оценить эффективность последних и наметить дальнейшие пути увеличения их КПД. Нет другого способа оценки качества преобразователей солнечной энер-

... качества солнечных элементов), чем измерение, ... на разумной, проверенной методике. Недаром известный ... отмечал, что веками освященную формулу: уверенность поверить, нельзя считать верной в наше время [24].

... выражает глубокую признательность ответственному редактору книги, научным работникам различных организаций нашей страны, коллегам, сотрудникам и аспирантам (результаты совместных исследований с ними легли в основу многих разделов настоящей книги). Большое всестороннее участие в подготовке рукописи принимали Г. А. Гухман, И. В. Грачева и Т. Н. Федоровы, которым автор искренне благодарен.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

Оптические и фотоэлектрические свойства
солнечных элементов

Созданию солнечных элементов предшествовали детальное изучение оптических свойств полупроводников, исследование процессов взаимодействия света с веществом внутри полупроводникового материала, приводящих к появлению избыточных, неравновесных носителей заряда.

Для понимания оптических и фотоэлектрических свойств солнечных элементов необходимо хотя бы кратко рассмотреть качественные особенности зонной структуры полупроводников, ее отличие от электронного строения металлов и изоляторов, основные оптические характеристики полупроводниковых веществ, определяемые зонной структурой, и уже затем перейти к анализу оптических и фотоэлектрических свойств самих солнечных элементов (и, конечно, методов их измерения), а также методов определения и исследования структурных и электрофизических параметров отдельных полупроводниковых слоев элементов. Эти параметры в значительной степени определяют как характеристики, так и эффективность солнечных элементов и батарей.

В первой главе, как и в целом в книге, не будут затрагиваться проблемы, связанные с концентрацией солнечного излучения, поступающего на поверхность солнечных элементов, и разработкой светоделительных устройств, изменяющих его спектральный состав. Обе эти проблемы достаточно полно освещены в специализированной литературе.

1.1. Полупроводники, диэлектрики, металлы

При образовании твердого тела, например кристалла полупроводника, атомы настолько сближаются друг с другом, что их внешние электронные оболочки перекрываются. Вместо индивидуальных орбит отдельных атомов появляются коллективные орбиты, и подоболочки атомов объединяются в зоны, единые для всего кристалла. Характер движения электронов при этом изменяется кардинальным образом: электроны, находящиеся на определенном энергетическом уровне одного атома, получают возможность без затраты энергии переходить на подобный же уровень соседнего атома и тем самым свободно перемещаться вдоль всего кристалла.

Внутренние оболочки в изолированных атомах, а следовательно, и в кристаллах целиком заполнены. Самая же верхняя зона, обра-

зованная из уровней, на которых располагались валентные электроны, не всегда заполнена до конца. Электропроводность кристаллов, их оптические и многие другие свойства в основном определяются степенью заполнения валентной зоны и расстоянием от нее до самой верхней зоны, получившей название зоны проводимости. Электроны, попавшие из валентной зоны, например за счет теплового или оптического возбуждения, в зону проводимости, могут принимать участие в переносе электрического тока. Перемещение электронов на освободившиеся места в валентной зоне создает встречное движение положительных зарядов, называемых дырками. Положительный заряд всегда образуется в валентной зоне после ухода электрона, ведь до этого зона была электронеutralной.

Вещества, у которых валентная зона заполнена целиком, а расстояние до следующей зоны велико, называются диэлектриками. Для металлов характерно другое энергетическое строение: валентная зона заполнена частично либо перекрывается со следующей свободной зоной, зоной проводимости. Если же у вещества валентная зона заполнена целиком, но энергетическое расстояние до зоны проводимости мало (условно — менее 2 эВ), то такие вещества называют полупроводниками. Электропроводность и другие свойства полупроводников сильно зависят от внешних условий, особенно от температуры T . С повышением T экспоненциально растет число тепловых перебросов электронов через запрещенную зону с энергетической шириной E_g , разделяющую валентную зону и зону проводимости, увеличивается число электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, а электропроводность полупроводника σ возрастает по закону

$$\sigma \approx A_0 \exp(-E_g/2KT), \quad (1.1)$$

где K — постоянная Больцмана; A_0 — константа, характеризующая данное вещество.

Электропроводность металлов в силу постоянства концентрации свободных электронов определяется температурной зависимостью подвижности электронов и с ростом температуры медленно падает.

Если зависимость (1.1) прологарифмировать, то она примет следующий вид:

$$\ln \sigma = \ln A_0 - E_g/2KT. \quad (1.2)$$

Зависимость (1.2) можно изобразить графически в так называемых полулогарифмических координатах и получить прямую, тангенс угла наклона которой φ позволяет рассчитать важнейший параметр полупроводника, определяющий его электрические и оптические свойства — ширину запрещенной зоны E_g :

$$\tan \varphi = E_g/2K.$$

Следует отметить, что зависимость логарифма электропроводности от $1/T$ представляет собой наклонную прямую лишь для

чистых, лишенных посторонних примесей полупроводников, получивших название собственных. Легирующие примеси, вводимые в полупроводники, как правило, для придания им электронного или дырочного характера электропроводности, занимают энергетические уровни в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости (доноры), легко отдающие электроны в зону проводимости при небольшом тепловом или оптическом возбуждении, или около потолка валентной зоны (акцепторы), на которые легко забрасываются электроны из заполненной нижней зоны, вследствие чего в кристалле появляется исключительно дырочная проводимость, не сопровождаемая движением электронов в верхней зоне.

Для примесных полупроводников зависимость $\ln \sigma$ от $1/T$ носит более сложный характер и состоит из отрезков двух наклонных прямых, соединенных горизонтальным участком. Тангенс угла наклона отрезка прямой, лежащей в области низких температур, дает возможность определить энергию активации или энергетическое положение примесных уровней в запрещенной зоне; тангенс угла наклона отрезка прямой, расположенной в области высоких температур, позволяет найти значение ширины запрещенной зоны E_g примесного полупроводника. Появление горизонтального участка объясняется постоянством концентрации электронов в зоне проводимости (донорные уровни себя исчерпали) в определенном интервале средних температур.

Характер температурной зависимости полупроводников не может быть положен сейчас в основу четкого определения полупроводников и их отличия от других веществ [14]. Теоретически и экспериментально изучены многочисленные случаи отклонения от указанных выше зависимостей. Так, в сильнолегированных полупроводниках электропроводность с повышением температуры не растет, а слабо уменьшается, почти как у металлов. Обнаружены полупроводниковые сверхпроводники, у которых электропроводность резко возрастает при приближении температуры к абсолютному нулю. Найден обширный класс полупроводников, в которых перенос заряда осуществляется ионами, а не электронами и электропроводность которых подчиняется совершенно иным закономерностям (таковы, например, стеклообразные полупроводники). В связи с этим в настоящее время правильнее определять полупроводники как класс веществ, свойства которых могут изменяться в очень широких пределах под действием различных внешних воздействий (температуры, освещения, давления, электрических и магнитных полей и др.). Именно эта особенность полупроводников обусловила получение на их основе исключительно чувствительных фото- и термосопротивлений, электронных приборов, например диодов, транзисторов, тиристоров, детекторов электрического и магнитного полей или радиационных частиц, тензодатчиков и др., которые было бы невозможно создать из металлических или диэлектрических веществ.

1.2. Процессы поглощения света в полупроводниках

В квантовой механике элементарные частицы, в том числе и электрон, рассматриваются одновременно и как волны. В связи с этим при описании движения элементарных частиц используются не только такие величины, как энергия E и импульс p , но и, например, длина волны λ , частота ν и волновой вектор $\mathbf{k} = p/h$, где h — постоянная Планка. При этом $E = h\nu$ и $p = h/\lambda$. Зонную структуру кристалла часто представляют в виде диаграммы $E-k$, используя при этом обычно значения энергии в электронвольтах, а волнового вектора k — в долях постоянной решетки кристалла, причем на оси k с помощью стрелок указываются направления кристаллографической ориентации, что позволяет достаточно полно отразить изменение зонной структуры в объеме кристалла.

Вид зависимости $E-k$ помогает понять также характер межзонных переходов в данном полупроводниковом веществе и, в частности, определить, являются они «прямыми» или «непрямыми» [10]. Если минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны совпадают в k -пространстве, то переброс электрона через запрещенную зону за счет оптического или теплового возбуждения происходит вертикально, без изменения волнового вектора. Такие переходы называются прямыми. Если же экстремумы зон не совпадают и требуется изменение k , то в процессе переброса электрона должен участвовать посредник, например квант колебаний решетки — фонон или ион примеси, которые передадут электрону часть своей энергии. Подобные переходы получили название непрямых.

У многих полупроводников в силу сложного строения энергетических зон поглощение излучения носит смешанный характер: начавшись с непрямых переходов (в этом случае для переброса электрона требуется меньше энергии и первоначально поглощаются фотоны небольших энергий), процесс поглощения при больших энергиях происходит уже исключительно за счет прямых переходов.

Следует отметить также, что значение ширины запрещенной зоны, определенное при измерениях оптического поглощения, зависит в значительной степени от концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике, температуры и наличия в запрещенной зоне примесных уровней. Если состояния вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны заполнены носителями заряда, то оптические измерения дадут для ширины запрещенной зоны примесного полупроводника значения более высокие, чем для чистого собственного полупроводника. Если примесная зона слилась с краем ближайшей разрешенной зоны, что может произойти при сильном легировании, то ширина запрещенной зоны уменьшится. Сужение E_g заметно скажется на положении края основной полосы поглощения (он сдвинется в длинноволновую область).

Коэффициент поглощения полупроводника α определяется условием, что энергия волны уменьшается в e раз на расстоянии, рав-

ном $1/\alpha$:

$$N_l = N_0 \exp(-\alpha l), \quad (1.3)$$

где N_l — плотность потока прошедших в полупроводник фотонов на глубине l ; N_0 — плотность потока фотонов, пересекающих поверхность полупроводника (после отражения части света от поверхности).

В области спектра, где величина αl относительно мала и часть света проходит через полупроводник, расчет суммарного коэффициента пропускания T необходимо вести с учетом многократных отражений внутри полупроводниковой пластинки по следующей формуле [25]:

$$T = \frac{(1-r)^2 \exp(-\alpha l)}{1 - r^2 \exp(-2\alpha l)}.$$

Здесь коэффициент однократного отражения от поверхности полупроводника (когда обе поверхности — внешняя и тыльная — в оптическом смысле идентичны)

$$r = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad (1.4)$$

где n и k — показатели соответственно преломления и поглощения полупроводникового материала.

Суммарный коэффициент отражения R [23] от такой пластинки (с учетом многократных отражений в ней) в общем случае (когда коэффициенты однократного отражения от внешней и тыльной поверхностей не одинаковы) может быть определен по формуле

$$R = r_0 + \frac{(1+r_0)^2 r_2 \exp(-2\alpha l)}{1 - r_0 r_2 \exp(-2\alpha l)},$$

где r_0 — коэффициент однократного отражения от внешней поверхности (граница воздух-полупроводник); r_2 — коэффициент однократного отражения от тыльной поверхности (граница полупроводник-воздух).

Коэффициент поглощения α материала связан с его показателем поглощения k следующим соотношением [25]:

$$\alpha = 4\pi k/\lambda. \quad (1.5)$$

Таким образом, измеряя интенсивность оптического излучения, прошедшего через полупроводниковые образцы различной точно измеренной толщины, можно определить значения k и α данного вещества. При анализе результатов этих измерений следует помнить об отражении излучения внутри полупроводника от обеих границ раздела исследуемых пластин и об оптических потерях на внешней и тыльной поверхностях пластин. Корректные измерения, при использовании результатов которых расчет значительно упрощается и уточняется, требуют, чтобы у образцов различной толщины высокое качество обработки обеих поверхностей (и, следовательно, коэффициенты отражения и пропускания) было одинаковым, а эффекты интерференции отсутствовали.

В спектральной области, где k мал, показатель преломления n может быть найден по формулам Френеля при использовании измеренного значения коэффициента отражения от одной из поверхностей полупроводниковой пластины на границе с воздухом. Отражение от второй, тыльной поверхности лучше при измерениях исключить каким-либо экспериментальным приемом, например грубой шлифовкой этой поверхности или полировкой под углом.

Солнечные элементы в большинстве случаев представляют собой полупроводниковую пластину двухслойной структуры: на сравнительно толстом слаболегированном базовом слое, например из кремния, находится сильнолегированный внешний кремниевый слой (наиболее простая модель элемента).

В ходе расчета оптических свойств таких двухслойных структур [23] проводится усреднение коэффициента отражения по фазовому углу, или, иначе, фазовой толщине слоев (ибо при толщине слоев, значительно превышающей длину волны, значение фазовой толщины становится недопустимо большим и сильно зависящим от незначительных изменений толщины слоев и длины волны, что не соответствует реальной физической картине). Формула для коэффициента пропускания T такой двухслойной структуры после усреднения выглядит следующим образом:

$$T = \frac{|g_0|^2 |t_1|^2 \exp(-k_n l_n 4\pi/\lambda)}{1 - |f_0|^2 |r_1|^2 \exp(-k_n l_n 8\pi/\lambda)},$$

где g_0 и f_0 — коэффициенты Френеля на границе воздух—сильнолегированный кремний; t_1 и r_1 — амплитудные коэффициенты пропускания и отражения на границе сильнолегированный кремний—базовый слой кремния; k_n и l_n — соответственно показатель поглощения и толщина сильнолегированного слоя кремния.

Зная оптические константы обоих слоев кремния и измерив оптическое пропускание двухслойной пластины кремния, можно определить толщину сильнолегированного слоя (конечно, в предположении, что оба слоя кремния легированы равномерно). Коэффициент пропускания двухслойной структуры при прозрачном базовом слое, что справедливо для длинноволновой спектральной области за краем основной полосы поглощения кремния, заметно зависит от толщины сильнолегированного слоя (см. в работе [23] рис. 1.5).

Определение оптических констант сильнолегированного слоя кремния (как и других полупроводниковых материалов), что является методически наиболее сложной задачей, может быть выполнено при использовании методики, предложенной в статье [26]. Для практического осуществления этой методики необходимо иметь набор эталонных образцов исследуемого полупроводникового материала с известной концентрацией свободных носителей и измерить спектральную зависимость коэффициента отражения. Для кремния с концентрацией носителей от $2,2 \cdot 10^{18}$ до $11,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ такие эталонные кривые были получены в работе [26]. Дальнейший расчет тре-

буется знания значения действительной части ϵ_0 диэлектрической постоянной ϵ_1 . Для чистого собственного кремния $\epsilon_0 = 11,67$ [27]. Значение диэлектрической постоянной ϵ_1 определяется по спектральной зависимости коэффициента отражения $R(\lambda)$ путем графической экстраполяции, затем рассчитываются n и k [26].

Таким образом, оптические методы исследования дают возможность определить геометрические толщины полупроводниковых слоев, участвующих в процессе поглощения света, оптические константы n и k и их спектральную зависимость, а также и спектральную зависимость коэффициента поглощения α полупроводникового материала (см. соотношение (1.5)).

На рис. 1.1 представлены зависимости коэффициента поглощения α от энергии фотонов падающего излучения двух наиболее часто используемых в полупроводниковой фотоэнергетике материалов — кремния [28] и арсенида галлия [29, 30]. Именно из этих материалов получены наиболее эффективные современные солнечные элементы. На рис. 1.1, как и далее в книге, если не сделано особой оговорки, результаты измерений приводятся для монокристаллических полупроводниковых материалов при комнатной температуре.

Столь очевидные отличия спектральных зависимостей коэффициента поглощения рассматриваемых полупроводниковых материалов объясняются различием в их зонной структуре и характере оптических переходов. В арсениде галлия переходы зона—зона прямые оптические, поглощение резко увеличивается при появлении в спектре излучения фотонов с энергией, превосходящей ширину запрещенной зоны арсенида галлия, и коэффициент поглощения α быстро достигает значений 10^4 — 10^5 см^{-1} . Поглощение в кремнии (в основной полосе) начинается с не прямых переходов при 1,1 эВ с участием фононов, коэффициент поглощения растет сравнительно медленно (до значений 10^3 — 10^4 см^{-1}). Только при энергии фотонов около 2,5 эВ переходы зона—зона становятся прямыми — поглощение резко возрастает.

Для германия также характерны не прямые оптические переходы, начинающиеся при 0,62 эВ (коэффициент поглощения от 1 до 10^2 см^{-1}), и только при энергии фотонов более 0,81 эВ основное поглощение определяется прямыми переходами [27].

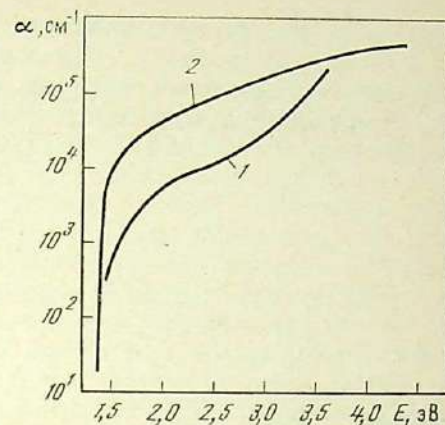


Рис. 1.1. Зависимости коэффициента поглощения монокристаллов кремния (1) и арсенида галлия (2) от энергии фотонов падающего излучения при комнатной температуре

Следует отметить, что значение термической ширины запрещенной зоны полупроводника, рассчитываемое по рассмотренной выше температурной зависимости электропроводности, совпадает, как правило, со значением оптической ширины запрещенной зоны, определяемым краем основной полосы поглощения, совпадающим с началом непрямых оптических переходов зона-зона.

Спектральные зависимости коэффициента поглощения (см. рис. 1.1) показывают, что, применяя кремний, можно использовать для преобразования в электрический ток большую часть солнечного спектра (излучение с длиной волны 1,1 мкм и короче), т. е. более 74% энергии внеатмосферного солнечного излучения. Для арсенида галлия фотоактивным (способным перебросить электроны через запрещенную зону) является излучение с длиной волны 0,9 мкм и менее, и в силу только этого ограничения лишь 63% энергии Солнца во внеатмосферных условиях может быть преобразовано в электрическую. Однако из-за непрямых оптических переходов и малых значений коэффициента поглощения в области края основной полосы поглощения толщина кремниевого солнечного элемента, поглощающего все фотоактивное излучение, должна быть не менее 250 мкм, в то время как аналогичная толщина солнечного элемента из арсенида галлия может составлять не более 2-5 мкм. Эту особенность спектральных характеристик поглощения необходимо учитывать при разработке высокоэффективных и дешевых тонкопленочных солнечных элементов.

Если энергия фотонов падающего излучения настолько мала, что они не могут перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости, то под воздействием излучения электроны могут совершать переходы внутри разрешенных зон. Это отразится на спектре поглощения в длинноволновой области непосредственно за краем основной полосы поглощения полупроводника. Данный вид поглощения, получивший название поглощения свободными носителями, проявляется тем сильнее, чем выше концентрация ионизированных примесей и, следовательно, свободных носителей заряда в полупроводниках, а также чем больше количество свободных носителей, инжектированных в полупроводник под действием света или электрического тока.

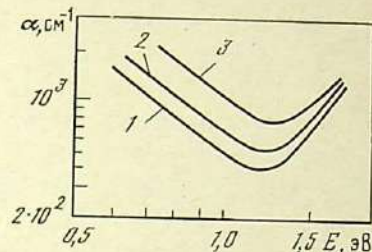
Изучение спектров поглощения длинноволнового излучения в полупроводниках привело к обнаружению еще нескольких характерных видов поглощения: на колебаниях решетки; примесного; экситонного, связанного с возбуждением пары электрон-дырка, однако не влияющего на концентрацию свободных носителей заряда, в силу того что по кристаллу в этом случае движется возбужденное состояние, а не отдельно электрон и дырка.

Экспериментальные кривые для легированного кремния, представленные на рис. 1.2, подтверждают зависимость коэффициента поглощения в инфракрасной области спектра от концентрации свободных носителей заряда [11].

Спектры поглощения дают обширную и полезную информацию о структурных особенностях кристалла, о степени его легирования, позволяют определить энергию активации примесей и, следовательно, положение занимаемых ими в запрещенной зоне энергетических уровней. С помощью спектров поглощения удастся исследовать даже

Рис. 1.2. Зависимость коэффициента поглощения кремния, легированного бором до разной концентрации, от энергии фотонов (измерения проведены при температуре 300 К)

1-3 — соответственно $6 \cdot 10^{19}$, $9,7 \cdot 10^{19}$ и $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$



столь тонкий эффект, как присутствие в кремнии растворенного кислорода (благодаря характерной для него полосе поглощения при 9 мкм), и определить концентрацию кислорода в кремнии [31].

1.3. Отражение оптического излучения от поверхности полупроводников

Если отражение полупроводников в области основной полосы поглощения практически не зависит от степени легирования примесями, ионизирующимися при комнатной температуре, то в длинноволновой области спектра наблюдается резкий рост коэффициента отражения с увеличением количества таких примесей и, следовательно, концентрации свободных носителей в полупроводнике.

Отражение в инфракрасной области спектра

Взаимодействие излучения со свободными носителями тока можно рассматривать в рамках классической электромагнитной теории излучения [25, 32], приводящей к результатам, весьма близким к полученным квантовомеханической теорией дисперсии [33].

Теория и эксперимент. Диэлектрическая постоянная полупроводника, равная квадрату его комплексного показателя преломления $\epsilon_1 = (n - ik)^2$,

$$(1.6)$$

определяется концентрацией N и эффективной массой m^* носителей заряда, зарядом электрона q и круговой частотой падающей волны ω [25].

Раскрывая левую и правую части соотношения (1.6) и учитывая связь оптических и электрических свойств кристаллов, получим

$$n^2 - k^2 = \epsilon_1,$$

$$2nk = 4\pi\sigma/\omega,$$

$$(1.7)$$

где σ — проводимость; n и k — показатели преломления и поглощения полупроводника.

Анализ процесса электропроводности в переменном поле высокой частоты [32] приводит к следующим выражениям для проводимости σ и диэлектрической постоянной вещества ϵ_1 :

$$\sigma = Nq^2/m^* \langle \tau / (1 + \omega^2 \tau^2) \rangle, \quad (1.8)$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 - 4\pi\chi_c, \quad (1.9)$$

при этом поляризуемость, усредненная по всем временам релаксации τ и энергиям свободных носителей, определяется выражением

$$\chi_c = -Nq^2/m^* \langle \tau^2 / (1 + \omega^2 \tau^2) \rangle. \quad (1.10)$$

Если частота падающего излучения много больше величины $1/\tau$ и $\omega\tau \gg 1$, то поляризуемость χ_c не зависит от τ и может быть определена как

$$\chi_c \approx -Nq^2/m^* \omega^2. \quad (1.11)$$

Соотношения (1.6) — (1.11) впервые были использованы для определения эффективной массы носителей заряда оптическим методом [34]. Для определения концентрации носителей заряда использовался эффект Холла. Был исследован также спектральный ход показателей поглощения и преломления в инфракрасной области для сильнолегированного германия. Из полученных данных видно, что слагаемым k^2 при расчете коэффициента отражения r (см. формулу (1.4)) можно пренебречь вплоть до длин волн порядка 15 мкм, причем это справедливо также и для других полупроводников, используемых для создания солнечных элементов.

С увеличением длины волны растет поляризуемость χ_c , подчиняющаяся соотношению (1.11), и уменьшается диэлектрическая постоянная в соответствии с (1.9). При достаточно большом значении χ_c диэлектрическая постоянная может стремиться к нулю. Частота, при которой наступает это явление, получила название собственной частоты плазменных колебаний ω_p , и может быть рассчитана из следующего условия [32]:

$$\epsilon_0 = 4\pi|\chi_c| = 4\pi Nq^2/m^* \omega_p^2,$$

из которого легко получить соотношение

$$\omega_p = (4\pi Nq^2/m^* \epsilon_0)^{1/2}$$

и, следовательно,

$$\lambda_p = (\pi \epsilon_0 c^2 m^* / Nq^2)^{1/2},$$

где c — скорость света.

Явление плазменного резонанса происходит в области длин волн, где k^2 мало и n также уменьшается, поскольку его изменение по-

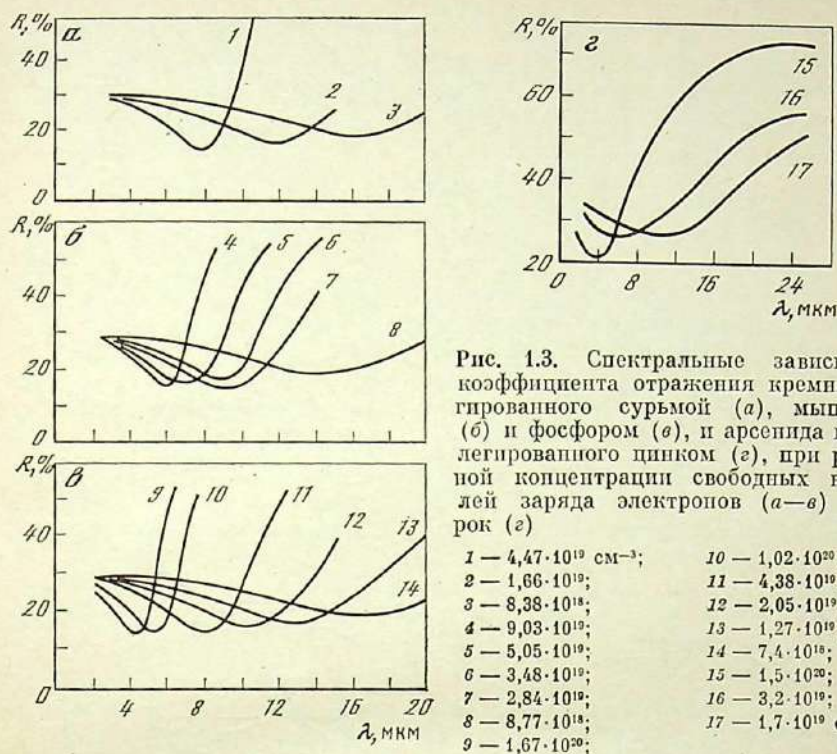


Рис. 1.3. Спектральные зависимости коэффициента отражения кремния, легированного сурьмой (а), мышьяком (б) и фосфором (в), и арсенида галлия, легированного цинком (з), при различной концентрации свободных носителей заряда электронов (а—в) и дырок (з)

1 — $4,47 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$;	10 — $1,02 \cdot 10^{20}$;
2 — $1,66 \cdot 10^{19}$;	11 — $4,38 \cdot 10^{19}$;
3 — $8,38 \cdot 10^{18}$;	12 — $2,05 \cdot 10^{19}$;
4 — $9,03 \cdot 10^{18}$;	13 — $1,27 \cdot 10^{19}$;
5 — $5,05 \cdot 10^{18}$;	14 — $7,4 \cdot 10^{18}$;
6 — $3,48 \cdot 10^{18}$;	15 — $1,5 \cdot 10^{20}$;
7 — $2,84 \cdot 10^{18}$;	16 — $3,2 \cdot 10^{19}$;
8 — $8,77 \cdot 10^{18}$;	17 — $1,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$
9 — $1,67 \cdot 10^{20}$;	

вторяет спектральный ход ϵ_1 в соответствии с выражением (1.7). Коэффициент однократного отражения r , определяемый по формуле (1.4), при малом значении k и $n \approx 1$ достигает минимального значения r_{\min} , характеризующего на кривой спектрального отражения область плазменного резонанса.

Спектральные зависимости коэффициента отражения кремния, легированного сурьмой, мышьяком и фосфором, с концентрацией свободных носителей заряда (электронов) от $7,4 \cdot 10^{18}$ до $1,67 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [35], и арсенида галлия, легированного цинком, с концентрацией свободных носителей заряда (дырок) от $3,2 \cdot 10^{19}$ до $1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [36], представлены на рис. 1.3, где хорошо видны положение минимума плазменного резонанса на спектральных кривых отражения от поверхности кремния и арсенида галлия и зависимость длины волны минимального отражения от концентрации свободных носителей.

Значение r_{\min} определяется показателем поглощения k , так как при $n \approx 1$ коэффициент r тем меньше, чем меньше k (что видно из соотношения (1.4)). В свою очередь показатель поглощения зависит от времени релаксации, поскольку оно влияет на проводимость. В то же время поляризуемость не зависит от τ , а определяется зонной структурой и концентрацией свободных носителей.

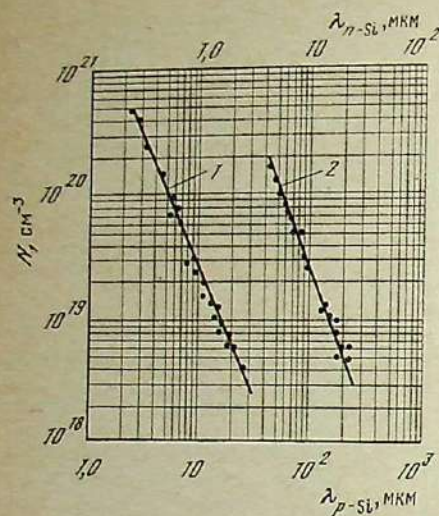
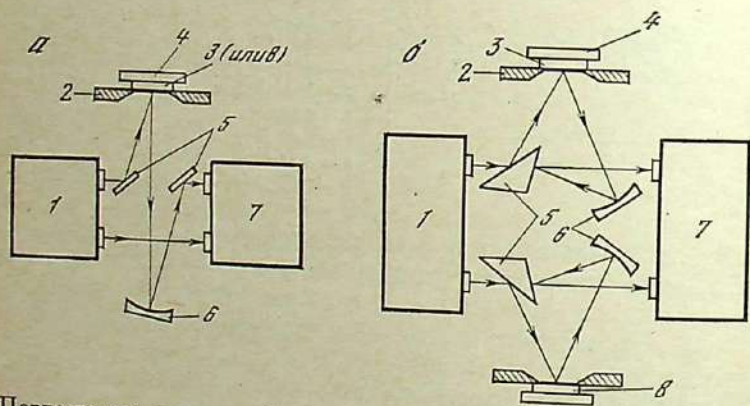


Рис. 1.4. Зависимости концентрации свободных носителей заряда от длины волны плазменного минимума для p -Si (1) и n -Si (2)
Точки — эксперимент

Рис. 1.5. Ход лучей в спектрофотометрах ИКС-14 (а) и «Хитачи» (б) с приставками для измерения отражения

- 1 — источник излучения;
- 2 — держатель образцов;
- 3 — образец;
- 4 — малогабаритный термостат;
- 5 — плоские зеркала;
- 6 — вогнутое зеркало;
- 7 — монохроматор и приемник излучения;
- 8 — эталонное алюминиевое зеркало



Поглощение света свободными носителями увеличивается с ростом длины волны, а повышение k приводит к возрастанию коэффициента отражения. Таким образом, спектральная зависимость коэффициента отражения легированных полупроводников проходит через минимум, что и было получено в эксперименте (см. рис. 1.3). Поляризуемость пропорциональна произведению $N\lambda^2$. С увеличением концентрации свободных носителей N то же значение поляризуемости (в частности, $|\chi_e|$, при котором $n \approx 1$) может достигаться при меньших λ . Именно поэтому при повышении концентрации свободных носителей спектральное положение r_{\min} сдвигается в коротковолновую область, причем значение r_{\min} при этом уменьшается, поскольку падает k .

Эта особенность спектров отражения легированных полупроводников в инфракрасной области может быть положена в основу простого оптического метода определения концентрации носителей N

из спектров отражения. Зависимости спектрального положения длины волны плазменного минимума для электронного сильнолегированного кремния n -типа (λ_{n-Si}) и дырочного p -типа (λ_{p-Si}) от концентрации носителей (рис. 1.4) выражаются аналитически в виде двух следующих соотношений [37]:

$$N_p = 3,27 \cdot 10^{21} \lambda_{p-Si}^{-2,11}, \quad N_n = 6,29 \cdot 10^{21} \lambda_{n-Si}^{-2,42},$$

хорошо аппроксимирующих экспериментальные данные. При этом концентрация носителей в эталонных образцах определялась по измерению слоевого сопротивления четырехзондовым методом с использованием кривых Ирвина, связывающих удельное сопротивление p - и n -кремния с концентрацией свободных носителей [31, 38]. Недостатком данного метода является сравнительно невысокая точность установления спектрального положения длины волны плазменного минимума для слаболегированных образцов.

Более сложные и точные методики определения концентрации, подвижности и эффективной массы свободных носителей заряда по спектрам отражения легированных полупроводников описаны в работах [39–42]. В некоторых из них измеренные зависимости отражения сравниваются с эталонными кривыми в весьма широком спектральном диапазоне — от 1 до 25 мкм.

Исследование спектров отражения от поверхности полупроводников дает возможность получить информацию не только об электрофизических свойствах кристаллов, но и о состоянии их поверхности, качестве химической и механической обработки. Это удается сделать, несмотря на то что из-за трудностей регистрации суммарного и диффузного отражения в инфракрасной области [43] измеряется, как правило, лишь зеркальная составляющая коэффициента отражения и ее температурная зависимость [44].

Методика измерений. Для измерения коэффициента отражения используется инфракрасный спектрофотометр, например отечественный марки ИКС-14 (диапазон спектра от 0,7 до 25 мкм), или японский марки «Хитачи» (измеряемый диапазон спектра от 2 до 50 мкм). Оба спектрофотометра в основном применяются для измерения коэффициента пропускания, а для измерения коэффициента отражения необходима установка специальных приставок [41, 45] между источником и приемником излучения (рис. 1.5).

Для проведения таких измерений удобна конструкция описанных в статье [44] держателя для образцов и малогабаритного термостата. Электрическая схема последнего основана на релейном принципе и может поддерживать любую заданную температуру в интервале 30–300°С с точностью $\pm 2^\circ$ С.

Измерения фонового теплового излучения в длинноволновой области показали, что даже в далекой инфракрасной области фоновое излучение при 200°С не превышает 14% от отраженного потока [44]. Фоновое излучение нагретого эталонного зеркала составляет менее 1% благодаря малой степени черноты пленок алюминия [46].



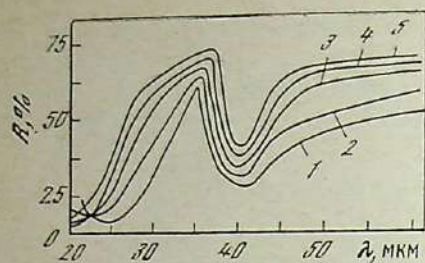


Рис. 1.6. Зависимость коэффициента отражения механически шлифованной поверхности арсенида галлия *n*-типа в инфракрасной области спектра до (1) и после удаления травлением внешнего слоя (2—5) различной толщины

2 — 0,9 мкм; 1 — 5,8;
3 — 2,2; 5 — 13, 18, 25 мкм

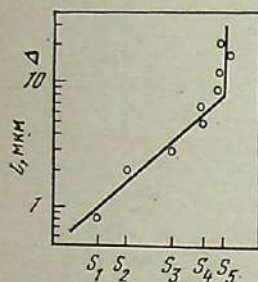


Рис. 1.7. Зависимость толщины удаленного травлением нарушенного слоя арсенида галлия от площади, ограниченной кривой спектрального коэффициента отражения (измерения после каждого этапа травления)

S_1 — S_5 — площади, ограниченные кривыми 1—5 на рис. 1.6

Рис. 1.8. Спектральная зависимость коэффициента отражения от внешней поверхности пластинки поликристаллического германия (удельное сопротивление 60 Ом·см) с нанесенным на ее тыльную сторону отражающим слоем алюминия при разной температуре

1, 2 — 20 и 200° С соответственно

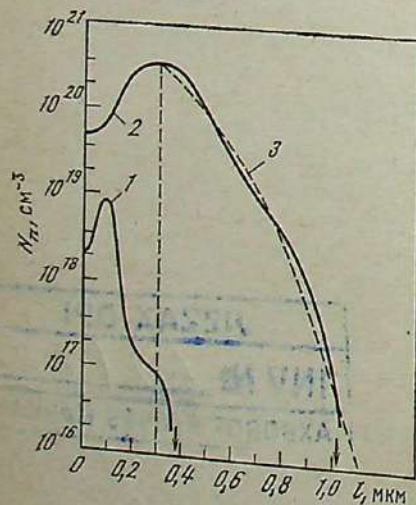


Рис. 1.9. Зависимость концентрации свободных носителей заряда в поверхностном легированном слое кремния, полученном бомбардировкой кремния *p*-типа ионами фосфора, от расстояния до поверхности

1 — до отжига, доза ионов фосфора $6 \cdot 10^{17}$ мкКл/см²;
2 — тот же образец после отжига в течение 2 ч при 850° С;
3 — теоретическая кривая, соответствующая диффузии примеси из бесконечного источника, расположенного на расстоянии 0,3 мкм от поверхности. Стрелки указывают глубину залегания *p*-*n*-перехода

Оценка качества механической обработки поверхности полупроводников. Измерения спектров инфракрасного отражения при комнатной температуре, выполненные с помощью инфракрасных спектрофотометров, дают возможность оценить степень повреждений поверхности полупроводников при механической обработке, например, как это было сделано для арсенида галлия *n*-типа [47] (конечно, для успешного осуществления подобного контроля необходимо, чтобы длина волны падающего излучения была соизмерима с глубиной нарушений на поверхности). При этом контролировались сравнительно грубые нарушения, вызванные механической шлифовкой абразивом со средним диаметром зерна около 10 мкм, и для исследования был выбран диапазон спектра от 20 до 60 мкм.

В этой области на кривой отражения легированного арсенида галлия (рис. 1.6) наблюдаются два характерных минимума: при 20—25 мкм (вызванный явлением плазменного резонанса излучения со свободными носителями заряда) и при 37—42 мкм (связанный с поглощением излучения из-за взаимодействия с тепловыми колебаниями решетки кристалла). После удаления слоя определенной толщины спектральная зависимость коэффициента отражения остается неизменной и совпадает с аналогичной зависимостью ненарушенного кристалла арсенида галлия *n*-типа с такой же концентрацией примеси. Для удаления нарушенного слоя использовался травитель, состоявший из смеси серной кислоты, перекиси водорода и воды, а толщина удаляемого слоя определялась взвешиванием образцов до и после травления. Достаточно точно глубину нарушенного слоя на поверхности кристалла можно определить по зависимости площади, ограниченной кривой спектрального коэффициента отражения, от толщины удаленного слоя (рис. 1.7). Площадь под кривой спектрального коэффициента отражения перестала возрастать после удаления нарушенного слоя глубиной 8,8 мкм. Глубина нарушений тем самым составляет около 0,9 от среднего диаметра абразивного зерна, использованного для механической шлифовки поверхности арсенида галлия.

Оценка температурной зависимости ширины запрещенной зоны. Использование малогабаритного термостата [44] дает возможность исследовать температурную зависимость коэффициента зеркального отражения от поверхности образцов, оценить изменение ширины запрещенной зоны полупроводников при росте температуры. Показанное на рис. 1.8 изменение спектрального отражения от внешней поверхности пластинки поликристаллического германия *p*-типа с удельным сопротивлением 60 Ом·см и нанесенным на ее тыльную сторону отражающим слоем алюминия (испарением в высоком вакууме) [44] обусловлено температурным сдвигом края основной полосы поглощения германия.

Исследование свойств тонких сильнолегированных слоев полупроводников с помощью спектров отражения инфракрасного излучения не может привести к количественным результатам, когда глу-

бина проникновения излучения в материал полупроводника превышает толщину слоев. Это положение подтверждается при исследовании тонких $p-n$ -переходов, полученных бомбардировкой кремния ионами фосфора [48]. Методики, использованные в этих экспериментах, являются примером комплексного подхода к изучению свойств полупроводниковых структур. Были определены профиль концентрации свободных носителей заряда, глубина залегания $p-n$ -перехода и их изменение в процессе изотермического отжига.

Исследование тонких легированных слоев в солнечных элементах.

В экспериментах использовался кремний p -типа с удельным сопротивлением $\rho=1$ Ом·см. Тщательно полированная поверхность, ориентированная по {111}, подвергалась бомбардировке сепарированным пучком ионов фосфора с энергией 30 кэВ дозой $D=6 \cdot 10^3$ мкКл/см². Профиль концентрации свободных носителей тока исследовался при последовательном удалении слоев кремния толщиной 160—500 Å анодным окислением в 0,04 N растворе азотнокислого калия в этиленгликоле [49]. Проводимость удаляемых слоев измерялась четырехзондовым методом. Пересчет к средней концентрации свободных носителей в удаленном слое велся с использованием данных работ [38, 50]. Общая глубина легированного слоя оценивалась по методу косого цилиндрического шлифа [51].

Коэффициенты пропускания и отражения в области спектра 1—25 мкм определялись с помощью спектрофотометра ИКС-14 с использованием приставки для измерения коэффициента зеркального отражения (см. рис. 1.5, а).

Результаты электрических измерений. На рис. 1.9 (кривая 1) представлено распределение концентрации свободных носителей по глубине легированного слоя. У поверхности образуется относительно широкая область с отрицательным градиентом концентрации, максимум достигается на глубине около 0,12 мкм, после чего концентрация уменьшается до значения, соответствующего исходному кремнию. Ход кривой объясняется специфичностью профиля концентрации внедренных атомов [52] и радиационных дефектов: максимум концентрации сдвинут к поверхности [53—55]. Проведенные электронографические исследования поверхности кремния, подвергнутой бомбардировке ионами фосфора, обнаружили аморфизацию кремния вплоть до глубины 0,2 мкм, причем верхний слой толщиной 0,05 мкм из монокристаллического состояния перешел полностью в аморфное [48]. Количественная оценка средней по слою концентрации носителей тока (см. кривую 1 на рис. 1.9) дает значение порядка 10^{18} см⁻³, что примерно в 1000 раз меньше средней концентрации введенного фосфора ($3 \cdot 10^{21}$ см⁻³).

Уменьшение количества радиационных дефектов и увеличение концентрации электрически активных внедренных атомов фосфора, как известно, легко достигаются тепловым отжигом образцов (см. рис. 1.9, кривая 2). Глубина залегания $p-n$ -перехода увеличилась до 1 мкм. Участок кривой 2 от 0,3 до 1 мкм довольно хорошо опи-

сывается уравнением диффузии примеси из бесконечного источника в полуограниченное тело [56]. Интегрирование кривой 2 показало, что в кремний из начального слоя толщиной 0,3 мкм продиффундировало 4,2% фосфора. По мере приближения к поверхности, так же как и до отжига, наблюдается уменьшение концентрации свободных носителей тока. Электронограммы, полученные при последовательном удалении слоев, показали остаточные нарушения

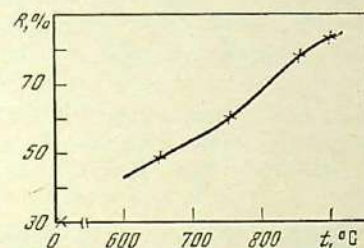


Рис 1.10. Зависимость коэффициента отражения кремния, легированного ионной бомбардировкой фосфором, при длине волны 19 мкм от температуры отжига

монокристалличности до глубины 0,15 мкм, что подтверждает неполноту отжига, вследствие чего концентрация свободных носителей в этом слое не могла стать высокой.

Результаты оптических измерений. Была сделана попытка исследовать распределение концентрации свободных носителей в легированном слое по изменению коэффициента отражения в инфракрасной области спектра. Коэффициент отражения образцов, не подвергнутых отжигу после ионной бомбардировки, совпадает с коэффициентом отражения нелегированного кремния. В этом случае поверхностная концентрация свободных носителей $N \approx 10^{18}$ см⁻³, однако глубина залегания перехода настолько мала (0,2—0,3 мкм), что легированный слой оказывается в высокой степени прозрачным в окрестности $\lambda=19$ мкм. Это говорит о том, что для мелких $p-n$ -переходов (глубина залегания <1 мкм) изменение коэффициента отражения при послойном снятии кремния не передает истинного распределения концентрации свободных носителей в легированном слое, так как значение коэффициента отражения обуславливается не только поверхностными, но и всеми нижележащими слоями с уменьшающейся концентрацией свободных носителей.

Этот вывод, сделанный на основании эксперимента, подтверждается расчетом. После подстановки в соотношение (1.5) $\lambda=19$ мкм и $k=4,1$ для легированного кремния [57] получим, что глубина проникновения света, на которой плотность потока излучения снижается в e раз, $1/\alpha=0,4$ мкм. Если учесть, что в экспериментах концентрация свободных носителей в хорошо отожженных легированных слоях составляла $3 \cdot 10^{20}$ см⁻³ [48], а в работе [57] приводится $k=4,1$ для концентрации $2,9 \cdot 10^{19}$ см⁻³, то совпадение расчетных и экспериментальных данных по зависимости прозрачности легированного слоя в инфракрасной области от его толщины следует признать весьма хорошим.

Тем не менее проведенные измерения коэффициента отражения полезны. Например, они показывают, что при одинаковой глубине залегания перехода концентрация свободных носителей после теплового отжига выше при наличии пленки двуоксида кремния, препятствующей экзодиффузии фосфора.

Кроме того, по значению коэффициента отражения в инфракрасной области спектра можно судить о полноте отжига при выбранных условиях. На рис. 1.10 показано изменение коэффициента отражения при $\lambda=19$ мкм легированной ионной бомбардировкой фосфором (по описанному выше режиму) поверхности кремния после отжига в течение 2 ч при возрастании температуры отжига от 600 до 890° С. Чем выше концентрация свободных носителей в поверхностных слоях легированной области, тем больше коэффициент отражения: $R=30\%$ при $N_p=10^{16}$ см⁻³ и $R=84\%$ при $N_n=2,5 \cdot 10^{20}$ см⁻³.

Отражение в ультрафиолетовой области спектра

Оптические исследования тонких легированных слоев кремния и других полупроводников было бы значительно легче и точнее выполнять с помощью излучения, которое сильно поглощается материалом полупроводника. Таким, например, является ультрафиолетовое излучение с длиной волны 0,2–0,4 мкм, почти полностью поглощаемое слоями кремния толщиной всего 0,05–0,1 мкм. Однако изменение концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике в очень широких пределах практически не влияет на его оптические свойства в коротковолновой области спектра [58]. Спектры отражения в ультрафиолетовой области помогли установить особенности зонной структуры полупроводников. Характерные для многих полупроводниковых материалов всплески отражения объясняются резким ростом показателя поглощения, что вызывается межзонными переходами при большой ширине запрещенной зоны в тех областях зависимости E от k , где $k \neq 0$ [10, 11, 25].

С помощью спектров ультрафиолетового отражения также удается весьма тонко контролировать качество механической и химической полировки поверхности полупроводниковых кристаллов, что отчетливо видно из приводимых на рис. 1.11 и 1.12 спектральных зависимостей зеркального коэффициента отражения от глубины оставшихся после полировки нарушений на поверхности кремния и арсенида галлия. Только после того, как глубина нарушений в результате дополнительной полировки становится меньше длины волны ультрафиолетового (0,2–0,4 мкм) и видимого (0,4–0,75 мкм) излучений, использованных при измерениях (выполненных на спектрофотометрах СФ-4, СФ-10, СФ-20, СФ-26), коэффициент отражения в этих областях спектра перестает изменяться (см. рис. 1.12). Высокой эффективностью оптического контроля способствует наличие пиков отражения, имеющих у кремния и арсенида галлия в ультрафиолетовой области спектра. Например, контроль за состоя-

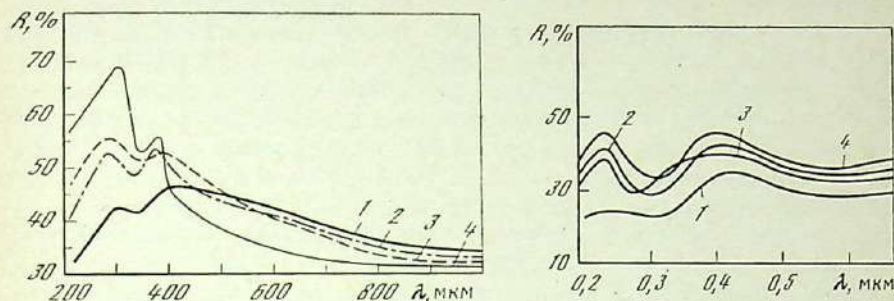


Рис. 1.11. Спектральная зависимость коэффициента отражения поверхности кремния после механической полировки алмазными пастами и абразивными порошками с разным диаметром зерна

1—3 мкм; 2—1; 3—1; 4—0,1—0,2 мкм; 1, 2, 4— время полировки 1 ч; 3—2 ч

Рис. 1.12. Спектральная зависимость коэффициента отражения арсенида галлия после обработки в полирующем травителе и при оставшихся нарушениях поверхности на разной глубине

1—1 мкм; 2, 3—0,2—0,3; 4—менее 0,2 мкм

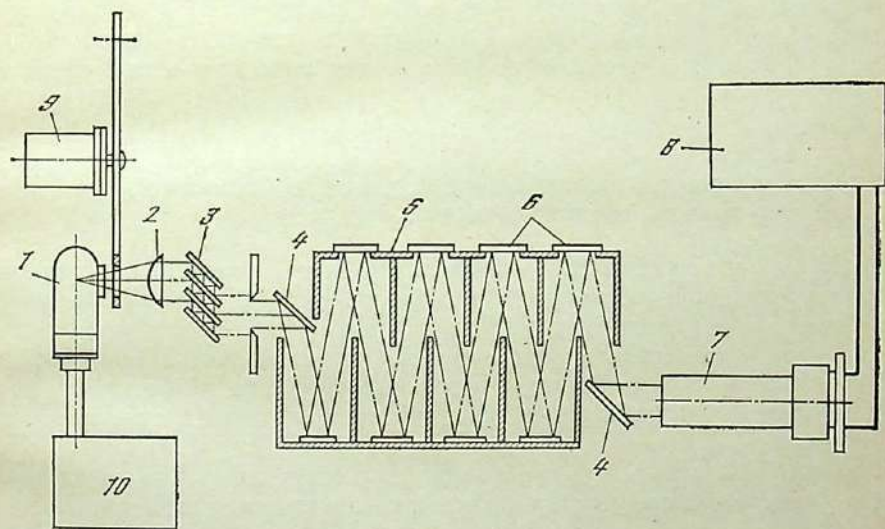


Рис. 1.13. Схема прибора для оптического контроля глубины нарушений на поверхности полупроводников

1— водородная лампа; 2— кварцевая линза; 3— фильтр из пластин кремния, обработанных окисью хрома; 4— плоские зеркала; 5— корпус прибора с раздельными шторками; 6— исследуемые пластины; 7— фотоумножитель типа ФЭУ-57 или ФЭУ-39 с кварцевым входным окном; 8— блок регистрации фототока; 9— модулятор; 10— блок питания водородной лампы

нием поверхности кремния лучше вести при длине волны 0,28 мкм, где коэффициент отражения хорошо отполированного кремния достигает 70%. Для увеличения различия между коэффициентами отражения пластин с разной обработкой поверхности полезно воспользоваться прибором для наблюдения многократного отражения ультрафиолетового излучения от набора пластин с одинаковой обработкой поверхности (рис. 1.13) [59]. В этом же приборе другой набор хорошо отполированных пластин позволяет выделить из спектра источника ультрафиолетовое излучение с длиной волны 0,28 мкм, наиболее полезное для контроля состояния поверхности кремния.

Приборы, применявшиеся для контроля состояния поверхности, в которых выделение необходимого спектрального интервала осуществлялось с помощью кварцевых призм, дифракционных решеток, параболических и поворотных зеркал, более сложны по конструкции.

* * *

Таким образом, исследования спектров отражения как в ультрафиолетовой, так и в инфракрасной области дают возможность получить информацию об электрофизических и оптических свойствах кристаллов, в частности помогают оценить концентрацию свободных носителей заряда, качество обработки поверхности, степень отжига дефектов, параметры зонной структуры, в том числе ширину запрещенной зоны полупроводника и ее температурную зависимость.

1.4. Преобразование оптического излучения в электроэнергию в полупроводниковых солнечных элементах

Фотоэлементы, основанные на фотоэффекте в полупроводниковых структурах с запирающим слоем, так называемом вентильном фотоэффекте, непосредственно превращают падающее на них оптическое излучение в электрическую энергию, являясь, таким образом, ее генераторами, и в отличие от фотоспротивлений и фотоэлементов с внешним фотоэффектом не нуждаются в источнике внешнего напряжения.

Начиная с открытия в середине прошлого века фотоэлектрических свойств селена и создания в конце прошлого и начале нашего столетия на основе селена и гетеросистемы медь-закись меди первых фотоэлектрических преобразователей светового излучения в электрические сигналы, делались неоднократные попытки повышения электрических сигналов и превращения их в источник электрической энергии значительной мощности. Усовершенствование технологии, а также применение оптических фильтров позволили получить селеновые фотоэлементы, спектральная чувствительность которых практически повторяла кривую чувствитель-

ности человеческого глаза. Улучшенные селеновые фотоэлементы нашли широкое применение в качестве фотоэкспонетров в фото- и киноаппаратуре. Однако коэффициент полезного действия фотоэлементов не поднимался выше 0,5%. Успешное развитие фотоэлектрического метода преобразования энергии излучения началось лишь после создания зонной теории электронного строения полупроводников, разработки методов их очистки и контролируемого легирования, выяснения той определяющей роли, которую играет запирающий слой на границе полупроводников с противоположным типом проводимости. В 1954 г. появилось краткое сообщение о разработке кремниевого солнечного элемента с КПД около 6%, а в 1958 г. на борту советских и американских спутников Земли уже работали кремниевые солнечные батареи, снабжавшие электроэнергией электронную аппаратуру. За прошедшее время КПД солнечных элементов резко возрос, чему способствовали все лучшее понимание физических явлений, происходящих в солнечных элементах, создание все более совершенных технологических приемов их изготовления и разработок новых усовершенствованных конструкций элементов из разнообразных полупроводниковых материалов. В СССР особенно много для развития фотоэлектрического метода преобразования солнечной энергии сделали Н. С. Лидоренко, А. П. Ландсман, В. С. Вавилов, Ю. П. Маслаковец, В. К. Субашиев, А. М. Васильев, Ж. И. Алферов, в США — П. Раппопорт, М. Принс, Дж. Лоферский, М. Вольф, Г. Раушенбах, Дж. Линдмайер, Г. Брандхорст.

Большинство вентильных фотоэлементов, созданных в первые десятилетия развития фотоэлектричества, — селеновые, сернистогаллиевые, сернистосеребряные, сернистомедные, германиевые и некоторые другие — используются по-прежнему в основном как индикаторы излучения. Кремниевые фотоэлементы, а в последнее время и фотоэлементы из арсенида галлия и других широкозонных полупроводников благодаря высокому КПД, достигающему в настоящее время у лучших образцов 15–22% (а при использовании сложных каскадных систем на их основе даже 27–28% [60]), широко применяются как фотоэлектрические преобразователи солнечного излучения или солнечные элементы.

Фотоэлектрогенераторы для прямого преобразования энергии излучения Солнца в электрическую, собранные из большого числа последовательно и параллельно соединенных фотопреобразователей, получили название солнечных батарей. Современные солнечные батареи генерируют на свету значительную электрическую мощность и применяются как для питания радиосхем, средств связи, счетчиков космических частиц, так и для энергоснабжения большинства космических аппаратов и многих наземных автономных устройств различного назначения.

Принцип действия солнечного элемента

Полупроводниковый, например кремниевый, солнечный элемент наиболее распространенной конструкции представляет собой систему из двух полупроводниковых слоев с проводимостями p - и n -типа, находящихся в тесном контакте друг с другом. Переходная зона (граница) между областями с противоположными типами проводимости располагается внутри полупроводникового материала и называется электронно-дырочным или p - n -переходом (ранее чаще именовавшаяся запиорным слоем).

В состоянии равновесия уровень Ферми во всем материале должен быть одинаковым [9–11]. Это условие обеспечивается двойным заряженным слоем в области p - n -перехода, получившим название слоя объемного заряда, и сопровождающим его электростатическим потенциалом (рис. 1.14). Высота потенциального барьера равна разности положений дна зон проводимости материалов n - и p -типов. Следует отметить, что положение уровня Ферми и, следовательно, высота барьера зависят от температуры и концентрации примесей в полупроводниковом материале по обе стороны p - n -перехода, что, с одной стороны, открывает широкие возможности по направленному изменению свойств p - n -переходов, а с другой — определяет достаточно сильную температурную зависимость его оптических и фотоэлектрических характеристик [5, 6].

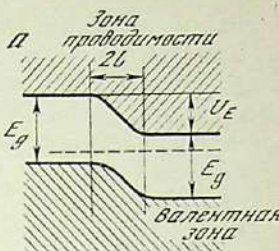
Оптическое излучение, падающее на поверхность полупроводниковой структуры с p - n -переходом, создает (в основном вблизи поверхности) пары электрон-дырка, причем концентрация пар постепенно спадает от поверхности в глубь полупроводника по направлению к p - n -переходу. В том случае, когда расстояние от поверхности до p - n -перехода меньше глубины проникновения света $1/\alpha$, пары электрон-дырка создаются и за p - n -переходом. Если переход отстоит от места возникновения пар на расстоянии, меньшем диффузионной длины, то они вследствие диффузии подойдут к p - n -переходу и разделятся под действием его поля. Электроны перейдут в электронную, а дырки — в дырочную часть перехода. На внешних металлических электродах, соединенных с p - и n -областями полупроводника, появится разность потенциалов, которая вызовет ток через нагрузочное сопротивление [12–16].

Диффундирующие к p - n -переходу неосновные избыточные носители тока будут разделяться благодаря наличию потенциального барьера. Скопление избыточных (разделенных переходом) электронов в n -области и дырок в p -области фотопреобразователя приводит к компенсации объемного заряда, сосредоточенного у p - n -перехода, т. е. к созданию электрического поля, противоположного по направлению к существующему.

Таким образом, одновременно с появлением разности потенциалов на внешних электродах вследствие освещения происходит изменение и потенциального барьера, существовавшего в неосвещен-

Рис. 1.14. Структура энергетических зон полупроводника в области неосвещенного p - n -перехода (а) и распределение электростатического потенциала (б)

$2l$ — ширина области объемного заряда запиорного слоя; U_E — равновесный электростатический потенциал на границе n - и p -областей; E_g — ширина запрещенной зоны; штриховая линия — равновесное положение уровня Ферми



ном p - n -переходе. Возникающая фото-ЭДС уменьшает этот барьер, что в свою очередь приведет к возникновению встречных потоков (дополнительно к существовавшим в равновесии) электронов из электронной и дырок из дырочной частей. Эти потоки практически равноценны току в прямом направлении, возникающему под действием приложенного к p - n -переходу электрического напряжения. Таким образом, с момента начала освещения по мере накопления избыточной (по сравнению с равновесной) концентрации электронов в электронной части p - n -перехода и дырок в дырочной происходит уменьшение высоты барьера, или электростатического потенциала U_E (см. рис. 1.14), что вызывает увеличение тока во внешней нагрузке и возрастание плотности встречных потоков электронов и дырок через p - n -переход. Когда число создаваемых светом избыточных пар сравняется с числом пар, уходящих через p - n -переход или во внешнюю нагрузку, установится стационарное состояние. Как правило, это происходит через тысячные доли секунды после начала освещения [17, 18].

Квантовый выход внутреннего фотоэффекта

Измерение тока короткого замыкания солнечного элемента одновременно с исследованием спектрального состава и плотности падающего на элемент оптического излучения позволяет сделать вывод об эффективности различных стадий процесса преобразования излучения в электрическую энергию, происходящих внутри элемента.

Прежде всего, конечно, полезно условиться о том, по отношению к какому — падающему или поглощенному — потоку излучения производится оценка рассматриваемых процессов. В пределах линейной зависимости тока короткого замыкания солнечного элемента от плотности потока излучения справедливо соотношение

$$I_{к.з.2}(\lambda) = I_{к.з.1}(\lambda) / (1 - r(\lambda)),$$

где $I_{к.з.2}(\lambda)$, $I_{к.з.1}(\lambda)$ — ток короткого замыкания солнечного элемента при заданной интенсивности соответственно поглощенного и падающего излучения; $r(\lambda)$ — коэффициент однократного отражения. Все три величины отнесены к одной и той же определенной длине волны.

Для нахождения $r(\lambda)$ необходимо знать n и k , а в области основной полосы поглощения, где k мало, достаточно иметь лишь данные о показателе преломления n . Для сравнительно малопрозрачных полупроводников, когда известно только значение ширины запрещенной зоны E_g и оптические константы еще не определены, можно воспользоваться для вычисления n эмпирическим правилом Мосса [25]:

$$E_g n^4 = 173.$$

Весьма полезна для анализа и оценки качества солнечного элемента такая характеристика, как спектральная зависимость тока короткого замыкания элемента, рассчитанная на один квант поглощенного света. Эту величину обычно называют эффективным квантовым выходом солнечного элемента $Q_{\text{эф}}$. Если N_0 — число квантов, падающих на единицу поверхности полупроводника, то

$$Q_{\text{эф}} = I_{\text{к.з.}} / N_0,$$

где $I_{\text{к.з.}}$ измеряется в электронах в секунду, а $Q_{\text{эф}}$ выражается в электронах на квант (фотон).

Эффективный квантовый выход элемента зависит от двух параметров:

$$Q_{\text{эф}} = \beta \gamma,$$

(1.12)

где β — квантовый выход внутреннего фотоэффекта, определяемый числом пар электрон-дырка, создаваемых внутри полупроводника каждым поглощенным квантом за счет процесса фотоионизации; γ — эффективность собирания носителей (или, иначе, коэффициент разделения носителей) потенциальным барьером p - n -перехода, поскольку излучением, участвует в формировании тока короткого замыкания солнечного элемента при подключении внешнего регистрирующего прибора.

Принято считать квантовый выход фотоэффекта равным единице, если каждый поглощенный квант создает одну пару электрон-дырка. Результаты выполненных с высокой точностью измерений квантового выхода внутреннего фотоэффекта для кремния представлены в работе [61] и подробно обсуждены в публикации [62]. Для этих измерений была собрана прецизионная установка, позволявшая одновременно измерять ток короткого замыкания полупроводниковых кристаллов с p - n -переходом и суммарное (диффузное + зеркальное) отражение от их поверхности. Спектр падающего на кристалл оптического излучения измерялся с помощью зеркального монохроматора, для создания заданной температуры кристалла применялись криостат и электрическая печь, а для определения энергии квантов — калиброванный термостолбик. Отраженное от поверхности кристаллов излучение в видимой и ультрафиолетовой областях спектра (до длины волны 0,254 мкм) регистрировалось

пластинкой с люминофором и установленным за ней фотоумножителем.

Квантовый выход внутреннего фотоэффекта рассчитывался по формуле

$$\beta = I_{\text{к.з.}} / (1-r) q N_0 \gamma, \quad (1.13)$$

где q — заряд электрона, поскольку $I_{\text{к.з.}}$ выражен в энергетических единицах.

Эти измерения были выполнены на кристаллах с p - n -переходом, в которых фотоэлектрический эффект обнаруживается сразу — по генерируемому в цепи току без приложения внешнего смещения. Обеспечивались условия, когда эффективность собирания носителей $\gamma = 1$ (или по крайней мере сохраняет постоянное значение во всем использованном диапазоне спектра), чтобы при расчете можно было пользоваться формулой (1.13). В связи с этим для экспериментов выбирался кристаллы с большой диффузионной длиной неосновных носителей заряда в верхнем легированном слое L_n . Глубина залегания p - n -перехода l_n была небольшой, и соблюдалось условие $L_n > l_n$. К тому же эксперименты проводились только в видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

В результате анализа полученных экспериментальных данных был сделан вывод, что в широком диапазоне энергии падающих квантов ($E_g < h\nu < 2E_g$) квантовый выход, обусловленный фотоионизацией, β в кремнии равен единице. При большой энергии квантов падающего излучения ($h\nu > 2E_g$, т. е. в ультрафиолетовой области спектра) β начинал резко возрастать, что, вероятно, объясняется процессом ударной ионизации — возникновением вторичных пар электрон-дырка за счет избыточной кинетической энергии первичных пар.

Таким образом, можно считать, что первый акт взаимодействия оптического излучения с полупроводником (внутри кристалла) происходит практически без потерь, с эффективностью, близкой к 100%, в широкой области спектра. Однако в большинстве полупроводников, используемых для создания солнечных элементов, несмотря на равный единице квантовый выход фотоионизации (а также при $\gamma > 1$ в ультрафиолетовой области) с увеличением энергии квантов возрастают потери в расчете на энергию одного кванта в силу конечного значения ширины запрещенной зоны обычного полупроводникового материала [63]. Переход к солнечным элементам более сложной структуры, например на основе каскадных систем, или к элементам с контролируемым градиентом ширины запрещенной зоны по глубине (большой у поверхности полупроводника и уменьшающейся в глубь материала, что отвечает спектральной зависимости коэффициента поглощения) позволяет полностью избавиться от таких оптических и энергетических потерь и увеличить КПД преобразования солнечного излучения в электрическую энергию.

Эффективность собирания носителей заряда

Оптические излучения различных длин волн проникают на разную глубину (поскольку эта величина существенно зависит от энергии квантов) и создают свое пространственное распределение рожденных светом пар электрон—дырка (см. рис. 1.1, 1.2). Дальнейшая судьба рожденных пар зависит от их диффузионной длины в данном полупроводниковом материале. Если она достаточно велика, то созданные светом избыточные неосновные носители заряда успеют (даже без участия тянущего электростатического поля) только за счет процесса диффузии дойти до области $p-n$ -перехода и будут разделены его полем. Решающую роль в эффективности этой стадии преобразования оптического излучения внутри полупроводника играет соотношение между диффузионной длиной L и расстоянием от $p-n$ -перехода l , на котором создаются светом пары электрон—дырка.

Рассмотрим два крайних случая расположения $p-n$ -перехода в полупроводниковом кристалле по отношению к направлению падения оптического излучения: перпендикулярно (рис. 1.15, а) и параллельно (рис. 1.15, б). Условимся, что в первом случае свет падает на всю глубину кристалла и l равно толщине полупроводниковой пластинки, а во втором — освещается вся поверхность пластинки шириной d .

Очевидно, что эффективность собирания для перпендикулярного и параллельного расположений $p-n$ -перехода определяется соответственно соотношениями

$$\gamma = (L_n + L_p)/l \text{ и } \gamma = (L_n + L_p)/d.$$

На первый взгляд параллельное расположение кажется более предпочтительным, ибо для полного собирания и разделения носителей наиболее существенным является распределение пар носителей в направлении, перпендикулярном $p-n$ -переходу: равномерная генерация носителей по глубине кристалла создает благоприятные условия для их диффузии к $p-n$ -переходу и последующего пространственного разделения. Разработанные на основе такого расположения $p-n$ -перехода по отношению к свету многопереходные матричные солнечные элементы, состоящие из большого числа микроэлементов, плоскости которых параллельны по отношению к падающему солнечному излучению (или расположены под небольшим углом к нему) действительно обладают высокой эффективностью собирания носителей в длинноволновой области спектра и позволяют получить значительную фото-ЭДС с единицы освещаемой поверхности [64, 65]. Однако расчетным и экспериментальным путем было установлено, что из-за весьма небольших размеров микроэлементов рекомбинация созданных светом пар на освещаемой поверхности играет при параллельном расположении $p-n$ -перехода относительно падающего излучения значительно большую роль, чем при

перпендикулярном. Вследствие этого для увеличения эффективности собирания в коротковолновой области спектра необходимо создать на обращенной к свету поверхности дополнительный слой, легированный примесью противоположного типа проводимости, т. е. использовать частично структуру с перпендикулярным расположением $p-n$ -перехода [66].

Если при параллельном расположении концентрация созданных светом пар M убывает от поверхности в глубь полупроводника как в n -, так и в p -области, то при перпендикулярном расположении это характерно лишь для обращенной к свету области кристалла, например n -области, в то время как в p -области наибольшее количество пар образуется у $p-n$ -перехода. Концентрация пар на глубине l подчиняется соотношению, полученному в результате дифференцирования выражения (1.3):

$$M = N_0 \alpha \exp(-\alpha l),$$

где N_0 — число квантов, падающих на единицу поверхности полупроводника. Концентрация пар, уменьшающаяся в глубину полупроводника, может быть подсчитана для области поглощения полупроводникового материала с помощью зависимости $\alpha(E)$ (см. рис. 1.1). Результаты таких расчетов для кремния, выполненных при нескольких значениях длины волны, показаны на рис. 1.16 [15]. Вертикальные линии, ограничивающие области, определяемые диффузионной длиной носителей в материале n - и p -типа, позволяют наглядно оценить процесс собирания носителей заряда при перпендикулярном расположении $p-n$ -перехода относительно падающего излучения (см. рис. 1.15, а).

Ординаты точек на построенных кривых пропорциональны $\alpha \exp(-\alpha l)$, абсциссы — расстоянию в глубь полупроводника от освещаемой поверхности, площадь между осями и каждой из кривых — потоку падающих квантов, а площадь, ограниченная кривой и ординатами, соответствующими $l = l_n + L_n$ и $l = l_n - L_p$ (заштрихованная часть), — току короткого замыкания кремниевой пластинки с $p-n$ -переходом.

Таким образом, отношение заштрихованной площади к общей площади под кривой дает возможность в соответствии с соотношением (1.13) определить эффективность собирания γ (при условии, конечно, что квантовый выход фотоионизации $\beta = 1$).

Планарная конструкция солнечных элементов, изображенная на рис. 1.15, а, стала основной и получила наибольшее распространение. Такие солнечные элементы были созданы из самых разнообразных материалов, причем направления оптимизации этой конструкции можно легко определить, анализируя результаты расчетов, аналогичные выполненным для кремния и представленным в графической форме на рис. 1.16.

Очевидно, что для повышения γ и $I_{к.з.}$ необходимо увеличивать диффузионную длину неосновных носителей заряда по обе стороны

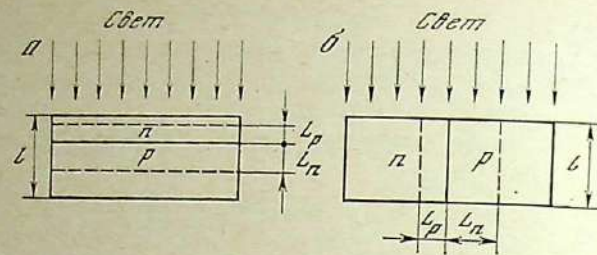


Рис. 1.15. Схема расположения $p-n$ -перехода в полупроводниковом кристалле при перпендикулярном (а) и параллельном (б) плоскости $p-n$ -перехода падении оптического излучения

L_n, L_p — диффузионная длина неосновных носителей заряда в n - и p -областях соответственно; l — глубина проникновения света в полупроводник

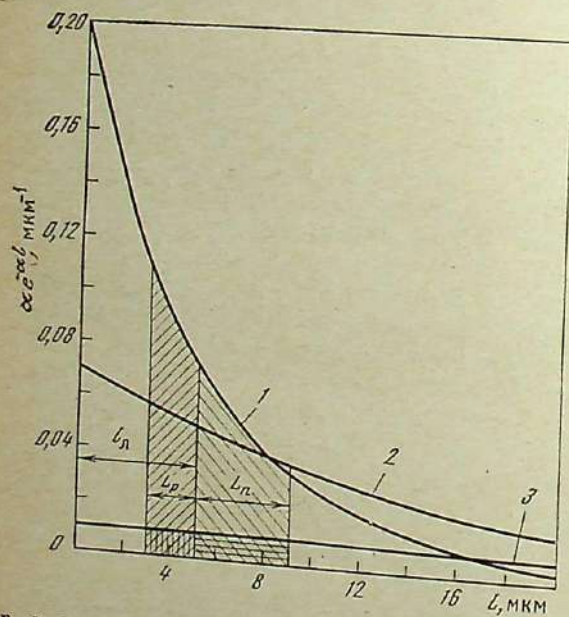


Рис. 1.16. Распределение числа созданных оптическим излучением пар электрон—дырка по глубине кремния при падении излучения разной длины волны перпендикулярно плоскости $p-n$ -перехода

1 — 0,619 мкм, $\alpha = 2000 \text{ см}^{-1}$;
2 — 0,81 мкм, $\alpha = 700 \text{ см}^{-1}$;
3 — 0,92 мкм, $\alpha = 90 \text{ см}^{-1}$

$p-n$ -перехода (L_n и L_p), что может быть достигнуто выбором соответствующих исходных материалов и сохранением высоких значений L в процессе изготовления $p-n$ -перехода. При невозможности увеличить L в области полупроводника, примыкающей к освещаемой поверхности (L_p на рис. 1.15), необходимо приблизить $p-n$ -переход к освещаемой поверхности, чтобы удовлетворялось соотношение $L_p \gg l_n$, где l_n — глубина $p-n$ -перехода, и все созданные светом носители заряда могли быть собраны и разделены полем $p-n$ -перехода. Современные технологические методы обеспечивают малую глубину $p-n$ -перехода [5, 13, 24].

Подобное же условие следует выполнять и для базовой области солнечного элемента (расположенной за $p-n$ -переходом). Толщина

солнечного элемента, определяемая в основном базовой областью, не должна быть меньше глубины проникновения в полупроводник излучения длинноволновой части фотоактивной области спектра (энергия квантов $h\nu > E_g$), а диффузионная длина неосновных носителей заряда в базовой области должна соответствовать толщине элемента и глубине проникновения света.

1.5. Вольт-амперная характеристика и спектральная чувствительность солнечного элемента

На основные фотоэлектрические параметры солнечных элементов, такие, как вольт-амперная характеристика и спектральная чувствительность, влияют как оптические, так и электрофизические свойства полупроводника. Лишь детальный анализ позволяет определить, чем вызвана недостаточно высокая эффективность данного солнечного элемента. Однако для этого прежде всего необходимо измерить основные его характеристики, что даст возможность понять причины возникновения, природу и преобладающий вид потерь.

Вольт-амперная характеристика

Уже в первых работах, посвященных теории и экспериментальному изучению свойств солнечных элементов, было показано, что вольт-амперная характеристика солнечного элемента отличается от вольт-амперной характеристики полупроводникового диода появлением члена I_ϕ , обозначающего собой ток, генерируемый элементом под действием освещения, часть которого I_d течет через диод, а другая часть I — через внешнюю нагрузку:

$$I_\phi = I_d + I, \quad (1.14)$$

где

$$I_d = I_0 (\exp (qU/KT) - 1) \quad (1.15)$$

обычная темновая характеристика, в которой I_0 — обратный ток насыщения $p-n$ -перехода; q — заряд электрона; T — абсолютная температура; K — постоянная Больцмана; U — напряжение. При разомкнутой внешней цепи, когда ее сопротивление бесконечно велико и $I = 0$, по уравнению (1.14) можно определить напряжение холостого хода солнечного элемента:

$$U_{x.x} = \ln (I_\phi / I_0 + 1) KT / q.$$

Для реального солнечного элемента характерно наличие последовательного сопротивления R_n , которое складывается из последовательно включенных сопротивлений контактных слоев, сопротивлений каждой из p - и n -областей элемента, переходных сопротивлений

металл-полупроводник, а также шунтирующего сопротивления $R_{ш}$, отражающего возможные поверхностные и объемные утечки тока по сопротивлению, параллельному $p-n$ -переходу. Учет этих сопротивлений и рекомбинации в $p-n$ -переходе приводит к развернутому

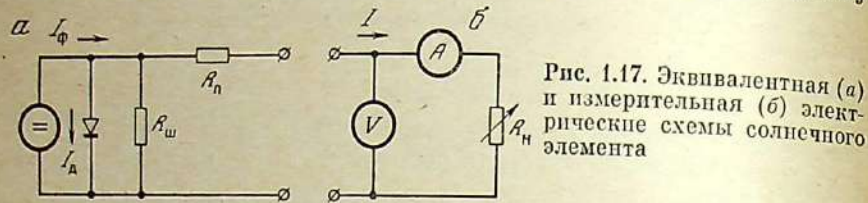


Рис. 1.17. Эквивалентная (а) и измерительная (б) электрические схемы солнечного элемента

выражению для вольт-амперной характеристики, в которое введен коэффициент A :

$$\ln \left(\frac{I + I_\phi}{I_0} - \frac{U - IR_n}{I_0 R_{ш}} + 1 \right) = \frac{q}{AKT} (U - IR_n). \quad (1.16)$$

Уравнение (1.16) можно записать в более удобном для практического использования виде:

$$I = I_\phi - I_0 \left(\exp \frac{q(U + IR_n)}{AKT} - 1 \right) - \frac{U + IR_n}{R_{ш}}, \quad (1.17)$$

что позволяет построить эквивалентную и измерительную схемы солнечного элемента (рис. 1.17).

Расчет вольт-амперных характеристик по формуле (1.17) [67] позволил наглядно представить влияние последовательного и шунтирующего сопротивлений на свойства солнечных элементов. Результаты этих расчетов приведены на рис. 1.18. Выходная мощность P , снимаемая с 1 см^2 солнечного элемента, может быть оценена из соотношений

$$P = (I_n U_n)_{\max} = \xi I_{к.з} U_{х.х},$$

где величина ξ , называемая коэффициентом заполнения вольт-амперной характеристики, показывает степень приближения формы вольт-амперной характеристики к прямоугольной: $\xi \approx 0,8 \div 0,9$ означает получение элементов с высокой выходной мощностью. У современных кремниевых солнечных элементов коэффициент ξ обычно составляет $0,75 - 0,8$. Уменьшение шунтирующего сопротивления от бесконечно большого до столь малого, как $R_{ш} = 100 \text{ Ом}$, сравнительно слабо влияет на форму вольт-амперной характеристики (см. рис. 1.18) и, следовательно, на выходную мощность солнечного элемента. В то же время небольшое изменение последовательного сопротивления, например от $R_n = 1$ до $R_n = 5 \text{ Ом}$, приводит к резкому ухудшению формы вольт-амперной характеристики и значительному снижению выходной мощности.

В дальнейшем как световая, так и темновая вольт-амперные характеристики солнечного элемента подверглись еще более детальному анализу. Было обнаружено, что в зависимости от уровня напряжения механизм протекания обратного тока насыщения через $p-n$ -переход меняется. Как правило, этот ток представляет собой сумму двух токов. В связи с этим предложено записывать уравнение вольт-амперной характеристики солнечного элемента в следующем виде [68]:

$$I = I_{01} \left(\exp \left(\frac{q}{AKT} U \right) - 1 \right) + I_{02} \left(\exp \left(\frac{q}{AKT} U \right) - 1 \right) - I_\phi,$$

где I_{01} — обратный ток насыщения, определяемый диффузионным механизмом протекания тока через тонкий $p-n$ -переход [69]; I_{02} — обратный ток насыщения, возникающий вследствие рекомбинации в области $p-n$ -перехода [70], при этом обычно коэффициент $A = 2$.

Разработан ряд достаточно точных методик, позволяющих по измеренным световым и темновым вольт-амперным характеристикам солнечных элементов рассчитать значения I_0 , R_n , $R_{ш}$, коэффициента A [15, 16, 21, 71] и выявить тем самым физические процессы, приводящие к недостаточно высокой эффективности солнечных элементов из определенного полупроводникового материала.

На рис. 1.19 представлена типичная вольт-амперная характеристика: световая (измеренная на имитаторе внеатмосферного Солнца) и темновая (измеренная с приложением внешнего смещения в темноте в прямом (IV квадрант) и обратном (II квадрант) направлениях). Часть световой характеристики, расположенной в I квадранте, и ее продолжение (IV квадрант) представляют собой прямую линию. Наклон этой прямой к оси токов характеризует последовательное сопротивление солнечного элемента

$$R_n = \Delta U_{пр.с} / \Delta I_{пр.с},$$

где $\Delta U_{пр.с}$ и $\Delta I_{пр.с}$ измеряются в области, близкой к $U_{х.х}$.

Часть световой характеристики в I квадранте и ее продолжение (II квадрант) тоже являются прямой линией. Наклон ее к оси напряжений характеризует собой шунтирующее сопротивление солнечного элемента

$$R_{ш} = \Delta U'_{пр.с} / \Delta I'_{пр.с},$$

где $\Delta U'_{пр.с}$ и $\Delta I'_{пр.с}$ измеряются в области, близкой к $I_{к.з}$.

В связи с тем, что на световой вольт-амперной характеристике наклон прямой около точки $I_{к.з}$ измерить трудно, определение $R_{ш}$ обычно проводят по наклону темновой вольт-амперной характеристики (штриховая кривая во II квадранте):

$$R_{ш} = \Delta U_{обр} / \Delta I_{обр}.$$

Построение темновой характеристики позволяет также найти обратный ток насыщения I_0 . Отрезок на оси ординат от начала коор-

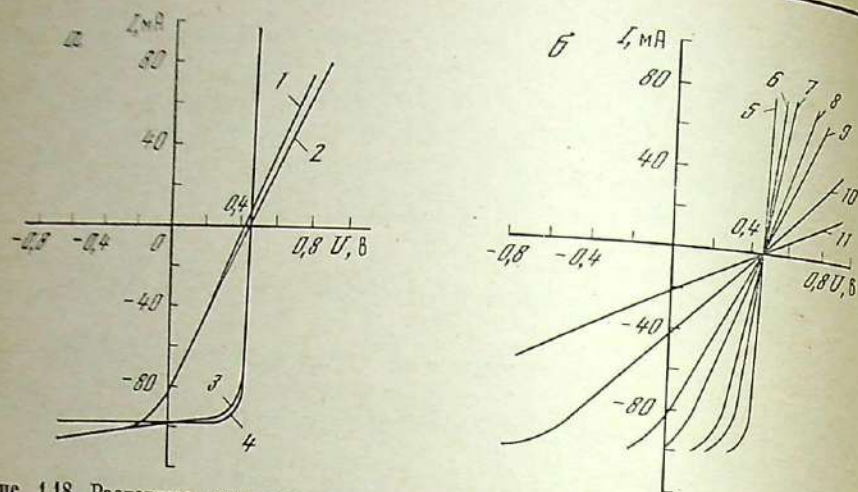


Рис. 1.18. Расчетные вольт-амперные характеристики солнечных элементов с различными сочетаниями последовательного и шунтирующего сопротивлений (а) и с разными последовательными сопротивлениями при шунтирующем сопротивлении, равном бесконечности (б) ($I_{\Phi}=0,1$ А; $I_0=10^{-9}$ А; $q/KT=40$ В $^{-1}$)
 1, 2 — $R_n=5$ Ом, $R_m=100$ и ∞ соответственно; 3, 4 — $R_n=0$, $R_m=100$ и ∞ ;
 5—11 — $R_n=0$; 1; 2; 3,5; 5; 10 и 20 Ом соответственно

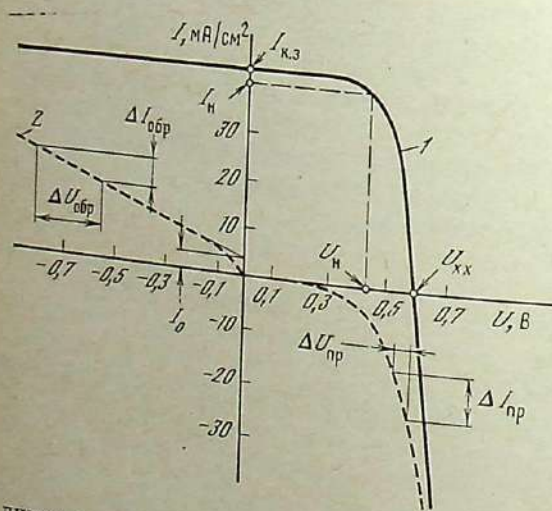


Рис. 1.19. Типичная вольт-амперная характеристика современного кремниевого солнечного элемента при измерении на имитаторе внеатмосферного Солнца

1 — световая;
 2 — темновая

динат до точки пересечения с продолжением линейного участка обратной ветви темновой характеристики дает значение I_0 . Поскольку, однако, $p-n$ -переход солнечного элемента в рабочем режиме включен в прямом направлении (воздействие светового излучения, появление благодаря ему избыточного количества неравновесных носителей в областях полупроводника по обе стороны $p-n$ -перехода аналогичны подключению напряжения в прямом направлении), правильнее определять ток насыщения, а также рас-

1.5. Вольт-амперная характеристика и спектральная чувствительность 37

считывать коэффициент A по прямой ветви темновой вольт-амперной характеристики или по световой вольт-амперной характеристике (пазываемой также нагрузочной световой характеристикой элемента).

Для первого из этих методов можно воспользоваться темновой характеристикой диода, представляемой выражением (1.15), записав его в виде уравнения прямой в отрезках:

$$\ln(I_d + I_0) = \ln I_0 + \frac{q}{AKT} U.$$

Это уравнение применяется при расчетах только в случае больших токов (когда $I_d \gg I_0$), а также рекомбинационного механизма протекания обратного тока насыщения через $p-n$ -переход [70], в связи с чем в знаменатель показателя экспоненты в уравнении (1.15) вводится, как уже указывалось, коэффициент A . Участок больших токов и напряжений (характерных для рабочей нагрузочной точки солнечного элемента) прямой ветви темновой характеристики используется для построения зависимости $\ln I_d = f(U)$. Тангенс угла наклона этой прямой равен q/AKT , а отрезок, отсекаемый на оси ординат, дает значение $\ln I_0$.

Имеется еще один метод определения I_0 и A в условиях, близких к рабочим условиям использования солнечного элемента. При этом методе световая вольт-амперная характеристика измеряется при нескольких (хотя бы двух) разных плотностях падающего излучения от имитатора Солнца.

Запишем уравнения (1.14) и (1.15) с учетом падения напряжения на последовательном сопротивлении и рекомбинации в $p-n$ -переходе:

$$I = I_0 (\exp(q(U - IR_n)/AKT) - 1) - I_{\Phi}. \quad (1.18)$$

В режиме холостого хода $I=0$, $U=U_{x,x}$, а при $R_n=0$ фототок I_{Φ} можно считать равным $I_{k,z}$. Тогда

$$\ln(I_{k,z} + I_0) = \ln I_0 + qU_{x,x}/AKT.$$

При каждом новом значении плотности потока излучения имитатора Солнца, устанавливаемом с помощью эталонного солнечного элемента с линейной зависимостью тока короткого замыкания от освещенности, измеряются значения $I_{k,z}$ и $U_{x,x}$ исследуемого солнечного элемента. Строится зависимость $\ln I_{k,z}$ от $U_{x,x}$. Тангенс угла наклона этой прямой равен q/AKT , а на оси ординат ей отсекается значение $\ln I_0$.

Таким образом, из световых вольт-амперных характеристик удастся также определить параметры A и I_0 , причем именно те их значения, которые характерны для солнечных элементов в рабочем режиме.

Уточненный и вместе с тем достаточно простой метод определения R_n , R_m , A и I_0 предложен в работе [71]. Необходимо изме-

реть вольт-амперную характеристику солнечного элемента лишь при одном значении плотности потока излучения и затем вычислить, обозначаемую P_0 , площадь под кривой зависимости $U=f(I)$, представляющей собой вольт-амперную характеристику; наклон кривой $U=f(I)$ при $I=0$, определяющий $\operatorname{tg} \alpha = AKT/qI_{0,3} + R_n$; площадь P_1 под кривой зависимости мощности элемента IU от тока I . Последний расчет производится по формулам, указанным в публикации [71].

Конструкция солнечного элемента

Из рассмотрения основных процессов, происходящих внутри солнечного элемента при преобразовании оптического излучения в электроэнергию, становится ясно, что эффективность каждого из них зависит от оптических и электрофизических свойств полупроводникового материала (отражение от поверхности, квантовый выход фотоионизации, диффузионная длина неосновных носителей заряда, спектральное положение основной полосы поглощения), от характеристик $p-n$ -перехода (механизма протекания обратного тока в нем, высоты потенциального барьера, ширины области объемного заряда), от так называемого геометрического фактора (соотношения между диффузионной длиной носителей заряда и глубиной залегания проводника по обе стороны $p-n$ -перехода. Из формул (1.16), (1.17) и (1.18) ясно, сколь большое влияние на форму вольт-амперной характеристики и выходную мощность оказывает последовательное сопротивление элемента, зависящее, в свою очередь, от сопротивления, толщины и степени легирования обеих областей полупроводника, а также от формы и места расположения токосъемных контактов. Желание примирить часто взаимно исключающие требования и найти оптимальное компромиссное техническое решение привело разработчиков к выбору планарной конструкции солнечного элемента (см. рис. 1.15, а) в качестве основной. С небольшими дополнениями (введение тянущих полей, изотипного барьера у тыльного контакта, замена сплошного тыльного контакта на сетчатый, текстурирование поверхности полупроводника и покрытий, нанесение отражающего слоя на тыльную поверхность) эта конструкция остается в течение многих лет без изменений, во всяком случае для солнечных элементов из монокристаллического кремния с гомогенным $p-n$ -переходом, по-прежнему занимающих ведущее положение при применении как в космических, так и в наземных условиях. Радиационно-защитные теплорегулирующие и просветляющие покрытия для солнечных элементов подробно описаны в монографии [23]. Внешнюю, обращенную к падающему оптическому излучению полупроводниковую область солнечного элемента из кремния делают очень тонкой и сильно легируют (до максимальной концентрации атомов примеси 10^{20} – 10^{21} см^{-3}), например, атомами фосфора.

так что она становится областью n -типа. Базовую область полупроводника p -типа чаще всего легируют сравнительно слабо — до концентрации атомов примеси 10^{16} – 10^{17} см^{-3} , например, бором (обычно при получении монокристалла). Внешнюю поверхность элементов покрывают занимающей, как правило, 5–7% площади сеткой из токосъемных полос различной конфигурации [5, 13, 21], а на тыльной стороне создают сплошной или сетчатый контакт.

Разделенные полем $p-n$ -перехода неосновные носители заряда должны попасть во внешнюю цепь (к нагрузке). В верхней n -области полупроводника, обращенной к свету, избыточные носители заряда передвигаются вдоль слоя, а в базовой области p -типа (см. рис. 1.15, а) поперек слоя. Диффузионная длина неосновных носителей заряда в сильнолегированном верхнем слое n -типа обычно составляет 0,2–0,6 мкм, в базовом слое 100–200 мкм, что зависит от концентрации примеси и режима термообработки (число термоциклов, скорость нагрева и охлаждения, максимальная температура) кристалла при получении и солнечного элемента в процессе изготовления (например, при термодиффузии легирующих примесей и операциях нанесения и упрочнения просветляющих покрытий).

Влиянию термообработки на свойства полупроводниковых материалов и солнечных элементов посвящены исследования [72, 73], а на возможность уменьшения этого влияния путем геттерирования вредных примесей из базовой области кремния и осуществления строгого контроля за режимом термообработки указано в работе [74]; эти же вопросы применительно к солнечным элементам из арсенида галлия рассмотрены в публикации [19].

Необходимо отметить, что вследствие многочисленных термообработок, которым подвергаются полупроводниковые слои на различных технологических стадиях изготовления солнечных элементов, введения при этом нежелательных примесей и центров рекомбинации многие оптические и электрофизические параметры полупроводникового материала изменяются, отклоняясь от исходных значений. В связи с этим самым точным является определение параметров полупроводника в конце технологического цикла. Обычно это делается расчетом по выходным характеристикам солнечных элементов — таким, как вольт-амперная характеристика или спектральная чувствительность, а также по некоторым другим, более специфическим, например по вольт-емкостной (изменение емкости элемента от приложенного напряжения) или люкс-амперной (зависимость основных фотоэлектрических параметров от освещенности), характеристикам. Обычно эти характеристики измеряются в тех случаях, когда солнечные элементы используются в системах автоматики и оптоэлектронных устройствах, где важную роль играют быстродействие и линейность характеристик при низких и высоких освещенностях [17, 18].

Малая диффузионная длина в легированном слое диктует необходимость мелкого залегания $p-n$ -перехода (у современных серий-

ных солнечных элементов в интервале 0,3–0,6 мкм). При этом, чтобы обеспечить поглощение всех падающих фотонов солнечного излучения с энергией $h\nu \geq E_g$, толщина базовой области должна быть не менее 200 мкм. Сопротивление базовой области невелико — ток протекает поперек слоя достаточно большого сечения к вплавляемому в кремний в инертной атмосфере при температуре 750–800°С сплошному или сетчатому базовому контакту, первый слой которого (для уменьшения переходного сопротивления металл-кремний *p*-типа) часто делается из алюминия, являющегося примесью *p*-типа. Алюминий наносится испарением в высоком вакууме или в виде алюминийсодержащих паст с органическим связующим. Слой алюминия перекрывается затем пленками титана, палладия и серебра или никеля и слоем припоя из олова и свинца [20, 73].

Высокое слоевое сопротивление верхнего легированного слоя кремния *n*-типа, составляющее, как правило, от 50 до 100 Ом/□, преодолевается созданием на внешней поверхности частой металлизированной сетки токосъемных контактов из тех же материалов, что и тыльный контакт (за исключением слоя алюминия, необходимость в котором при контакте к *n*-слою отпадает). Конфигурацию верхней контактной сетки можно рассчитать по формулам, приведенным в работах [13, 75, 76]. При изготовлении верхнего токосъемного контакта возникают другие проблемы: обеспечение достаточно хорошего омического (невыврмляющего) контакта, который при нанесении и последующей обработке не пробивал бы очень тонкий легированный слой. Эксперимент показывает, что создание металлического слоя целиком на всей внешней поверхности с последующим образованием контактного рисунка травлением приводит к появлению микроразорывающихся участков, уменьшению R_{sh} и росту I_0 , как в случае монокристаллических, так и тонкопленочных солнечных элементов. Этого можно избежать, если наносить контактные полосы через металлические маски [77] или — что очень похоже по идее — через окна в слое полимерного фоторезиста или просветляющего покрытия, а также непосредственно через просветляющее покрытие [78]. В любом случае необходимо обеспечить соприкосновение металла с легированным слоем только в местах будущего контакта.

При слоевом сопротивлении от 50 до 100 Ом/□ на внешней поверхности кремниевого солнечного элемента площадью 2×2 см достаточно создать один контакт в виде полосы шириной 0,5–1,0 мм по любой стороне элемента и от шести до двенадцати отходящих от него контактных токосъемных полос шириной 0,05–0,1 мм, что бы понизить составляющую легированного слоя в общем последовательном сопротивлении элемента R_n до значений в диапазоне 0,15–0,2 Ом. Однако при очень мелкозалегающих *p-n*-переходах ($l=0,15\div 0,4$ мкм), подобных тем, диффузионные профили (распределение концентрации примеси по глубине) которых показаны на рис. 1.20 [79], слоевое сопротивление возрастает до 500 Ом/□ и ко-

1.5. Вольт-амперная характеристика и спектральная чувствительность 41

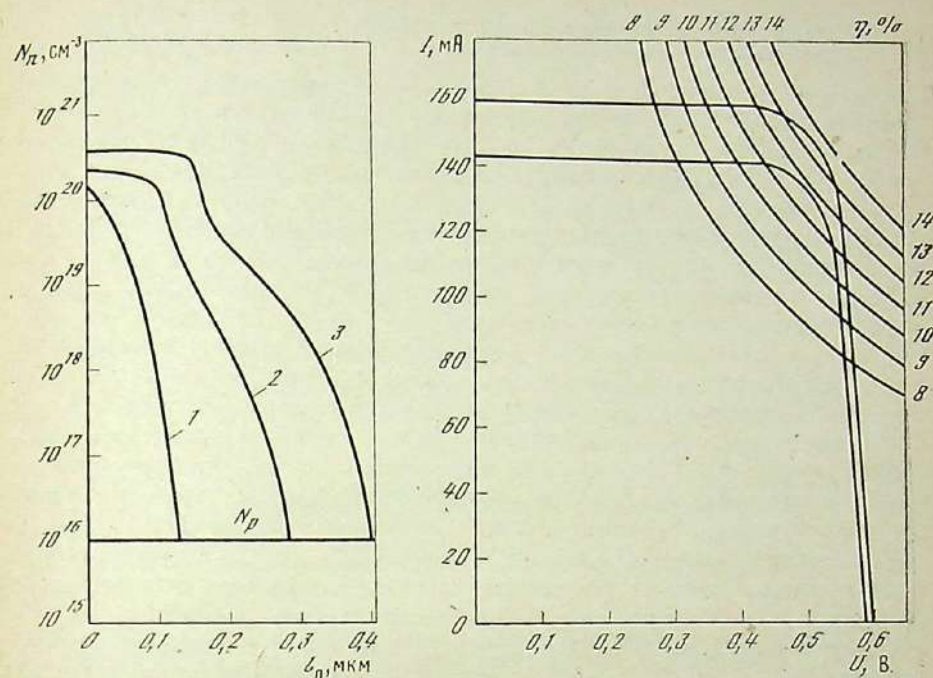


Рис. 1.20. Распределение концентрации свободных носителей по глубине в верхних сильнолегированных слоях современных кремниевых солнечных элементов при различной глубине залегания *p-n*-перехода

1—3 — 0,12; 0,28 и 0,4 мкм соответственно

Рис. 1.21. Световые вольт-амперные характеристики двух современных кремниевых солнечных элементов размером 2×2 см, измеренные под имитатором внеатмосферного Солнца (плотность потока излучения 1360 Вт/м²), и кривые равного КПД

личество контактных полос на элементе площадью 2×2 см уже увеличивается до 60 (необходимое низкое сопротивление самой контактной полосы шириной 15–20 мкм достигается при этом путем последующего электрохимического доращивания слоя серебра до толщины 3–5 мкм). Если контактный рисунок на поверхности кремниевых солнечных элементов планарной конструкции создан в соответствии с расчетом и точной технологией, то вольт-амперные характеристики резко улучшаются [79] (форма приближается к прямоугольной), а КПД элементов η под внеатмосферным Солнцем составляет от 12 до 13,5% (рис. 1.21).

В последнее время предложен ряд новых материалов для создания контактов к легированному слою малой толщины, например нитридов титана, которые обладают ничтожно малым переходным сопротивлением с кремнием.

Оптимальный полупроводниковый материал и спектральная чувствительность

Солнечным элементом с $p-n$ -переходом в гомогенном полупроводнике называют элемент из однородного полупроводникового материала, основные оптические и электрические свойства которого (в частности, ширина запрещенной зоны) одинаковы по всему объему. Структуры и солнечные элементы на их основе называются варизонными, если ширина запрещенной зоны изменяется, например убывает от поверхности в глубь кристалла за счет плавного изменения химического состава материала, и на некоторой глубине расположен $p-n$ -переход. При этом он может находиться на границе двух слоев из полупроводников с разной шириной запрещенной зоны (называемой гетеропереходом) или в одном из них, как правило, в нижнем слое из полупроводника с меньшей шириной запрещенной зоны. В этом случае верхний слой широкозонного материала выполняет лишь роль оптического окна, пропускающего свет к $p-n$ -переходу. В то же время граница широкозонного и узкозонного материалов, если близки постоянные их решеток, как в случае систем $GaAlAs-CaAs$ и $Cu_2S-CdZnS$, обладает низкой скоростью рекомбинации носителей заряда. Поскольку в солнечных элементах с $p-n$ -переходом в гетероструктурах рекомбинация на верхней границе оказывается резко уменьшенной, то эффективность собирания носителей (особенно в коротковолновой области спектра) растет и КПД таких элементов достигает весьма высоких значений [80].

На ранних стадиях изучения гомогенных солнечных элементов считалось, что для их изготовления желательно применять полупроводник, у которого ширина запрещенной зоны равнялась бы энергии фотона, соответствующей максимуму солнечного спектра, т. е. примерно 2 эВ [81]. В дальнейшем стало ясно, что уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к увеличению числа фотоактивных квантов солнечного спектра и росту $I_{к.з}$ элементов, однако генерируемая ими фото-ЭДС при этом уменьшается из-за снижения высоты потенциального барьера $p-n$ -перехода. Только в результате анализа всей вольт-амперной характеристики солнечного элемента и влияния на нее спектра падающего излучения может быть получена зависимость возможного КПД от ширины запрещенной зоны полупроводника.

Такой расчет был выполнен впервые [82] с использованием спектров наземного солнечного излучения из работы [83]. Оптические и фотоэлектрические потери оценивались значениями, весьма близкими к оптимизированным для солнечных элементов из разных полупроводниковых материалов. Последующий расчет максимального КПД привел к нескольким показательным зависимостям, некоторые из которых представлены на рис. 1.22 и 1.23 [82].

Анализ полученных результатов расчета позволил наметить пути для разработки солнечных элементов из многих полупроводниковых

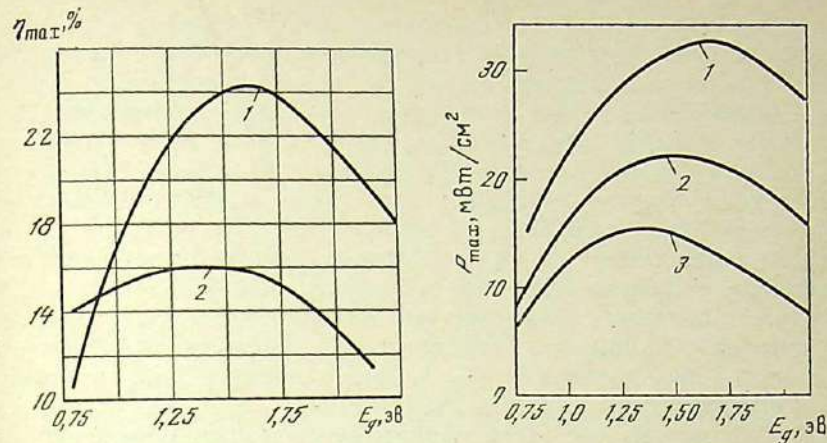


Рис. 1.22. Зависимость максимального КПД солнечного элемента во внеатмосферных условиях от ширины запрещенной зоны использованного полупроводникового материала

1 — коэффициент A в показателе экспоненты выражения для обратного тока насыщения (см. формулу (1.16)) равен 1; 2 — $A=2$

Рис. 1.23. Зависимость максимальной удельной мощности солнечного элемента от ширины запрещенной зоны полупроводникового материала для различных условий поглощения солнечного излучения

1 — атмосферная масса $m=0$, толщина слоя осажденных паров воды в атмосфере $\omega=0$; 2 — $m=1$, $\omega=2$ см (с селективными полосами поглощения); 3 — $m=3$, $\omega=0$

материалов, а не только из кремния. Наиболее подходящими для получения максимального КПД, заметно превышающего КПД кремниевых солнечных элементов, являются полупроводники с E_g в интервале 1,1–1,6 эВ (см. рис. 1.22, 1.23).

Для наземного солнечного излучения ширина запрещенной зоны оптимального полупроводникового материала уменьшается. Весьма важным для получения максимального КПД фотоэлектрического преобразования энергии является механизм протекания обратного тока через $p-n$ -переход, определяющий коэффициент A и значение I_0 . Совершенствование этих параметров $p-n$ -перехода солнечных элементов может привести к более существенному росту эффективности (см. рис. 1.22), чем расширение спектральной области фотоактивного поглощения солнечного излучения полупроводниковым материалом.

В солнечном элементе с $p-n$ -переходом в гомогенном полупроводниковом материале $p-n$ -переход собирает и разделяет созданные светом по обе его стороны — как в n -, так и в p -области — избыточные неосновные носители. То же самое происходит и в большинстве других, более сложных моделей солнечных элементов, за исключением, вероятно, лишь тех случаев, когда носители заряда разде-

Составляющая $I_{к.з.}$, обусловленная диффузионным током электронов через $p-n$ -переход (считается, что распределение примесей в базе солнечного элемента равномерно и тянущее поле отсутствует), определяется при базовом слое p -типа выражением

$$I_{к.з.} = q \alpha L_n N_0 \exp(-\alpha l_n) / (1 + \alpha L_n). \quad (1.19)$$

При базовом слое n -типа L_n в уравнении (1.19) заменяется на L_p .

В ряде работ рассмотрены различные способы определения отдельных параметров солнечного элемента при некоторых упрощающих условиях расчета и эксперимента. Так, предложен метод оценки диффузионной длины неосновных носителей в легированном слое по сопоставлению расчетных (при изменении параметра l_n/L) и экспериментальных распределений коэффициента сбора в коротковолновой области спектра в том случае, если глубина залегания $p-n$ -перехода l_n определена предварительно [86]. По приведенным выше данным о глубине пропикновения в кремний оптического излучения различной длины волны и из рис. 1.24 легко определить, какой длины волны оптическое излучение должно использоваться в таких экспериментах, чтобы избыточные носители создавались им преимущественно в верхнем легированном слое элемента. Глубина $p-n$ -перехода может быть достаточно точно оценена методом послойного анодного окисления и травления (см. 1.3), по окрашенному плоскому косому или цилиндрическому шлифу (сделанному под определенным малым углом к поверхности элемента, как правило, составляющем 3°) [13, с. 170], по значению коэффициента пропускания или отражения $p-n$ -перехода в инфракрасной области спектра (см. рис. 1.10) с учетом глубины проникновения света и ориентировочно по значению поверхностного слоевого сопротивления [38, 50]. Близкие методики оценки параметров легированного слоя предложены в публикациях [84, 87]. Анализируя отдельные (в основном коротковолновые) участки спектральной зависимости коэффициента сбора, можно оценить отношение S/D и при известном коэффициенте диффузии D получить значение скорости поверхностной рекомбинации S , а также определить l_n и L_p в легированном слое [88–90].

Наиболее достоверным следует считать метод определения диффузионной длины неосновных носителей в базовом слое солнечных элементов L_n (для базового слоя p -типа) по уравнению (1.19) [91–93]. Поскольку при измерениях $I_{к.з.}$ и Q в длинноволновой части спектра (длина волны около 1 мкм) поглощением в легированном слое можно пренебречь, то $I_{к.з.}$ и Q при этом определяются базовым слоем. Например, спектральная зависимость коэффициента сбора представляется выражением

$$Q(\lambda) = \alpha L_n \exp(-\alpha l_n) / (1 + \alpha L). \quad (1.20)$$

В современных солнечных элементах $l_n \approx 0,15 \div 0,5$ мкм и для $\lambda = 1$ мкм $\alpha_{Si} = 80 \text{ см}^{-1}$, следовательно, член $\exp(-\alpha l_n)$ близок к единице. Формула (1.20) еще больше упрощается:

$$L_n = Q(\lambda) / \alpha (1 - Q(\lambda)).$$

Измерив $I_{к.з.}$ солнечного элемента и коэффициент отражения при $\lambda = 1$ мкм и зная N_i (см. рис. 1.24), а также q , легко определить Q при $\lambda = 1$ мкм и затем L_n . Для более точной оценки аналогичные измерения целесообразно выполнить на трех близких длинах волн (например, 0,95; 1,0 и 1,05 мкм) и взять затем среднее значение диффузионной длины, рассчитанное по трем измерениям.

Более сложными являются случаи, когда L как в легированном, так и в базовом слое неравномерна по глубине в результате преднамеренного создания тянущего поля повышенной эффективности или вследствие неоднородного введения радиационных или термических дефектов. Истинную диффузионную длину области базового слоя, подвергавшейся радиационному облучению, можно определить, если известны эффективная (суммарная — в поврежденной и в неповрежденной частях базового слоя) диффузионная длина и диффузионная длина в неповрежденном материале [94, 95]. Исследовано влияние неравномерного повреждения базового слоя на спектральную чувствительность [96, 97].

Интересен способ определения глубины залегания $p-n$ -перехода или диффузионной длины неосновных носителей по положению максимума спектральной чувствительности на примере солнечных элементов из арсенида галлия [98]. Предложен простой и удобный графический метод, позволяющий по тщательно измеренной спектральной зависимости коэффициента сбора при использовании ряда упрощающих предположений (однородные встроенные электростатические поля и постоянные параметры носителей заряда) оценить с достаточной точностью такие характеристики солнечного элемента, как глубина залегания $p-n$ -перехода, скорость поверхностной рекомбинации, диффузионные длины носителей заряда, напряженность электрического поля при определенном соотношении между геометрией солнечного элемента и электрофизическими свойствами [99].

Диффузионную длину неосновных носителей в базовой области, получаемую по экспериментальным оптическим и фотоэлектрическим характеристикам солнечных элементов, полезно сравнить со значениями, определяемыми при облучении солнечных элементов гамма-квантами [100] или электронами [101].

Методика определения спектральной чувствительности и коэффициента сбора солнечных элементов

Спектральная чувствительность солнечного элемента представляет собой спектральную зависимость его тока короткого замыкания, рассчитанного на единицу энергии падающего оптического излучения.

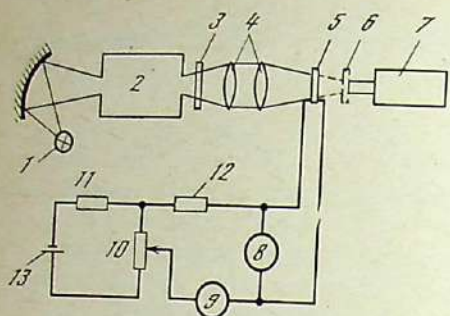


Рис. 1.25. Схема установки для измерения спектральной чувствительности солнечных элементов

- 1 — источник света;
- 2 — монохроматор;
- 3 — сменные оптические фильтры;
- 4 — линзы;
- 5 — 6 — измеряемый и эталонный солнечные элементы соответственно (при градуировке термоэлемент);
- 7 — потенциометр;
- 8 — вольтметр;
- 9 — амперметр;
- 10 — 12 — резисторы сопротивлением R_1 — R_3 соответственно;
- 13 — источник компенсирующего напряжения ($E=1,5$ В)

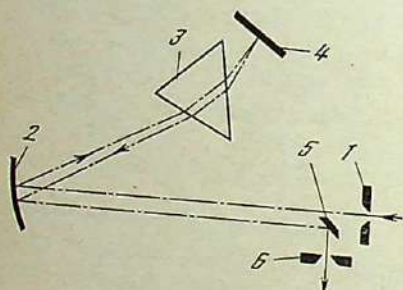


Рис. 1.26. Оптическая схема зеркального монохроматора ЗМР-3

- 1 — входная щель, пропускающая излучение источника;
- 2 — зеркальный объектив;
- 3 — призма;
- 4 — поворачивающееся плоское зеркало (зеркало Литтрова);
- 5 — плоское зеркало;
- 6 — выходная щель

Для обычных, не прецизионных измерений спектральной чувствительности используется зеркальный монохроматор ЗМР-3 со стеклянной оптикой (рис. 1.25). Источником света служит ленточная вольфрамовая лампа накаливания типа СИ-6-40 (мощностью 36 Вт), тело накала которой с помощью зеркального эллиптического отражателя проектируется на входную щель прибора. Стабильность светового потока поддерживается за счет постоянства тока накала лампы (5,8 А), который контролируется амперметром класса 0,2.

Лампа СИ-6-40 дает возможность проводить измерения в видимой и инфракрасной областях спектра (до границы пропускания стекла). При измерениях в ультрафиолетовой области спектра от 0,4 мкм до 0,3 мкм применяется лампа накаливания с紫外овым телом накала, цветная температура которой 3200 К, а при измерениях в области длин волн менее 0,3 мкм рекомендуется использовать водородную лампу [102], поскольку она дает сплошной спектр и отличается высокой (по сравнению с другими газоразрядными лампами) стабильностью.

Рабочие щели монохроматора ЗМР-3 изменялись от 1 мм для области спектра 0,4–0,5 мкм до 0,25 мм в области длин волн больше 0,9 мкм, с тем чтобы спектральная ширина щели оставалась постоянно в пределах 0,01–0,015 мкм. В монохроматоре ЗМР-3 изме-

нение длины волны осуществляется небольшим поворотом зеркала 4 (рис. 1.26), что позволяет излучению любой выделяемой длины волны проходить через призму с минимальным отклонением от первоначального пути.

Для устранения рассеянного света при измерениях спектральной чувствительности (см. рис. 1.25) в соответствующих областях спектра используются светофильтры СЗС-8, СЗС-14 и СЗС-12. За выходной щелью монохроматора помещаются две линзы, с помощью которых расходящийся световой поток может быть распределен по всей поверхности или собран на части солнечного элемента. Этот световой поток на определенном расстоянии от второй линзы проецируется в полосу размерами порядка $1,5 \times 9$ мм, полностью попадающую на приемную пластину термоэлемента. Затем солнечный элемент устанавливается на место термоэлемента таким образом, чтобы весь свет, измеренный термоэлементом, вписывался в приемную поверхность солнечного элемента (см. рис. 1.25). Если при определении освещаемой площади с помощью микроскопа окажется, что часть света попадает на контактные полоски солнечного элемента, то освещаемая площадь полос должна, конечно, вычитаться из общей освещаемой площади.

Измерения плотности потока монохроматического излучения могут быть осуществлены, например, с помощью вакуумного компенсационного термоэлемента Козырева марки РТЭ с приемными пластинами размерами 2×12 мм каждая. Термоэлемент включается на вход низкоомного потенциометра. В экспериментах чувствительность одного из использованных термоэлементов составляла 0,47 В/Вт и периодически проверялась по эталонным светоизмерительным лампам, отградуированным во ВНИИМ им. Менделеева (г. Ленинград) или во ВНИИОФИ (г. Москва) по цветовой температуре и силе света.

В качестве неселективных могут быть также использованы приемники излучения, основанные на: металлических термopарах [103]; пленочных термоэлементах [104]; полупроводниковых термостолбиках [105]. Градуировку этих приемников полезно осуществить несколькими независимыми методами: применяя эталонную лампу; с помощью встроенной обмотки замещения, по которой пропускается определенный ток [105]; используя модель абсолютно черного тела с известной температурой.

При измерениях сначала весь спектр монохроматора от 0,4 до 1,16 мкм градуируется с помощью термоэлемента, а затем на его место устанавливается солнечный элемент, ток короткого замыкания которого измеряется по компенсационной схеме (см. рис. 1.25). Установка и снятие исследуемого элемента после каждого изменения длины волны привели бы к значительным большим погрешностям за счет неточности механических перемещений.

В качестве индикатора нуля используется гальванометр М195/2, измерительным прибором может служить микроамперметр М95 с

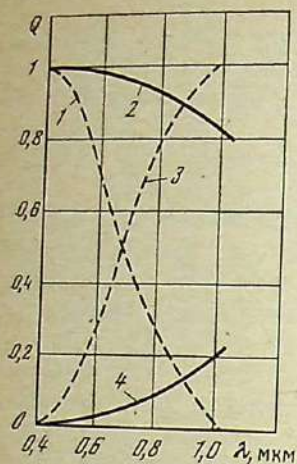


Рис. 1.27. Спектральная зависимость составляющих легированной (1, 2) и базовой (3, 4) областей в суммарном коэффициенте сбора для солнечных элементов

1, 3 — кремний (*n*- на *p*-типа);
2, 4 — арсенид галлия (*p*- на *n*-типа)

шунтом. В схеме использовались резисторы сопротивлением $R_2 \approx 100$ кОм, $R_3 \approx 3$ кОм, R_1 — до 10 кОм. Применение такой схемы исключает влияние на измеряемый ток сопротивления микроамперметра. Погрешность измерения фототока лежит в пределах $\pm 10\%$ в области длин волн 0,45–0,5 мкм, не превышает $\pm 5\%$ при $\lambda > 0,5$ мкм и может возрастать до 30% в области 0,4–0,45 мкм, если измеряются солнечные элементы, имеющие низкую чувствительность в этой области спектра.

Энергия на выходе монохроматора изменялась во всем спектральном диапазоне в пределах 0,002–0,02 мВт (что соответствует потоку фотонов $1,5 \cdot 10^{12}$ – $1 \cdot 10^{14}$ с⁻¹).

Следует отметить, что из-за нелинейности люкс-амперной характеристики многих солнечных элементов при переходе от низких освещенностей, создаваемых монохроматическим светом, к высоким, характерным для солнечного излучения вне атмосферы или в ясные дни в наземных условиях, особо ответственные прецизионные измерения спектральной чувствительности, например для эталонных солнечных элементов, проводятся на усовершенствованных установках.

Абсолютное значение спектральной чувствительности рассчитывается после измерений $I_{к.з}(\lambda)$ как отношение $I_{к.з}(\lambda)/E(\lambda)$. Для определения коэффициента сбора ($I_{к.з}$ на один поглощенный фотон) дополнительно измеряется коэффициент отражения от поверхности солнечных элементов в той же области спектра.

Эксперименты и расчеты показали, что составляющая верхнего легированного слоя кремния в суммарном коэффициенте сбора при переходе к малой глубине залегания *p-n*-перехода и при увеличении скорости поверхностной рекомбинации начинает уменьшаться [63, 84].

При создании солнечных элементов из арсенида галлия также наблюдается отмеченная тенденция. Гомогенный *p-n*-переход в этом материале создается обычно с помощью мелкой термодиффузии цинка — примеси *p*-типа — в исходный арсенид галлия *n*-типа. Однако существенно более высокие значения коэффициента поглощения в арсениде галлия (по сравнению с кремнием) и его резкая спектральная зависимость (см. рис. 1.1) приводят к тому, что почти все фотоактивное излучение поглощается в верхнем легированном

слое *p*-типа и собирается из него нижележащим *p-n*-переходом в арсениде галлия.

Были выполнены также сравнительные расчеты для солнечных элементов из кремния и арсенида галлия при близкой толщине слоев и одинаковой скорости поверхностной рекомбинации. Результаты этих расчетов показывают, что составляющая базового слоя в суммарном коэффициенте сбора становится заметной лишь в длинноволновой области спектральной чувствительности солнечных элементов из арсенида галлия (рис. 1.27, кривая 4).

По спектральной чувствительности исследованных солнечных элементов в соответствии с методикой, описанной в работе [86], были рассчитаны время жизни и диффузионная длина неосновных носителей в областях по обе стороны *p-n*-перехода [106]. Выяснилось, что дополнительная причина столь незначительного влияния базовой области на общий коэффициент сбора в элементах из арсенида галлия — чрезвычайно малая диффузионная длина неосновных носителей в этом материале, не превышающая 1,5 мкм.

Предельные значения коэффициента сбора и спектральной чувствительности

При бесконечно большом времени жизни и диффузионной длине неосновных носителей в обоих слоях солнечного элемента и при нулевой скорости поверхностной рекомбинации (а также при $R=0$) коэффициент сбора будет равен единице во всей области фото-чувствительности данного полупроводникового материала, а на кривой спектральной чувствительности появится резкий максимум при энергии квантов $h\nu$, равной ширине запрещенной зоны E_g полупроводника, из которого изготовлен солнечный элемент, после чего спектральная чувствительность начнет линейно убывать с увеличением частоты (т. е. уменьшением длины волны) падающего оптического излучения [21].

При отсутствии поверхностной и объемной рекомбинации все носители, созданные в полупроводнике излучением длиной волны λ , должны собираться и разделяться *p-n*-переходом:

$$I_{к.з}(\lambda) = qN_0(\lambda) = qE(\lambda)/h\nu.$$

Отсюда видно, что спектральная чувствительность линейно зависит от длины волны:

$$I_{к.з}(\lambda)/E(\lambda) = q/h\nu = 0,8 \cdot 10^3 \lambda. \quad (1.21)$$

Если коэффициент отражения от поверхности солнечного элемента не равен нулю, то можно при расчетах учесть его абсолютное значение R , зависящее от длины волны. Тогда, естественно, спектральная чувствительность будет выражена нелинейной функцией длины волны

$$I_{к.з}/E = 0,8 \cdot 10^3 (1 - R_\lambda) \lambda.$$

Предельные значения спектральной чувствительности полупроводникового солнечного элемента планарной конструкции при указанных ранее идеализированных условиях (нулевая скорость поверхностной рекомбинации, бесконечно большие время жизни и диффузионная длина неосновных носителей заряда) и для двух значений коэффициента отражения при λ от 0,3 до 1,1 мкм: $R=0$ и R равно коэффициенту отражения полированного непроектленного

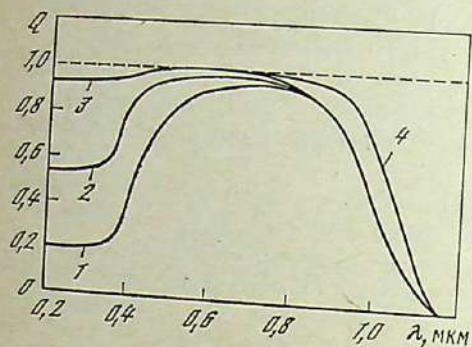


Рис. 1.28. Спектральные зависимости коэффициентов сбора кремниевых солнечных элементов с различными сочетаниями электрофизических параметров

1—4 — порядковый номер в табл. 1.2

кремния R_{Si} (см. рис. 1.11, кривая 4), рассчитаны по формуле (1.21) (табл. 1.1).

Длинноволновый край спектральной чувствительности солнечных элементов ограничен лишь энергетическим положением края основной полосы поглощения (или, как его ранее часто называли, красной границей фотоэффекта), которое определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и характером оптических переходов зона-зона. Левый край чувствительности для планарного солнечного элемента определяется в основном скоростью поверхностной рекомбинации на обращенной к свету поверхности элемента.

Хорошей иллюстрацией этого положения являются расчетные спектральные зависимости коэффициента сбора кремниевых солнечных элементов (рис. 1.28) [107] для различных сочетаний электрофизических параметров (табл. 1.2). Анализ данных позволяет сделать несколько выводов о выборе основных направлений совершенствования технологии солнечных элементов:

улучшение длинноволновой области спектральной чувствительности может быть достигнуто за счет увеличения времени жизни неосновных носителей в базовом слое, например, путем перехода к более чистому и высокоомному исходному полупроводниковому материалу и сохранения его свойств в процессе изготовления солнечных элементов;

на основе кремния могут быть изготовлены солнечные элементы с очень высокой чувствительностью в коротковолновой и ультрафиолетовой областях спектра вплоть до 0,2 мкм (см. рис. 1.28). С этой целью необходимо резко уменьшить скорость поверхностной рекомбинации и глубину залегания $p-n$ -перехода.

Таблица 1.1

Предельные значения спектральной чувствительности солнечного элемента планарной конструкции с $p-n$ -переходом в гомогенном полупроводниковом материале

λ , мкм	$I_{K.3}/E$, мкА/мВт		λ , мкм	$I_{K.3}/E$, мкА/мВт	
	$R_{\lambda}=0$	$R_{\lambda}=R_{Si}$		$R_{\lambda}=0$	$R_{\lambda}=R_{Si}$
0,3	240	96	0,80	640	435
0,4	320	170	0,85	680	460
0,45	360	250	0,90	720	500
0,55	440	280	0,95	760	525
0,60	480	315	1,0	800	548
0,65	520	344	1,1	880	607
0,70	560	370			

Таблица 1.2

Параметры кремниевых солнечных элементов, расчетные спектральные зависимости коэффициента сбора которых даны на рис. 1.28

№ элемента	l_n , мкм	S , см·с ⁻¹	τ_n , мкс	Q_{Σ}
1	0,4	10^5	3	0,71
2	0,1	10^5	3	0,79
3	0,2	10^2	3	0,83
4	0,2	10^2	12	0,88

Примечание: Толщина каждого элемента 0,3 мм.

Таким образом, изучение спектральной чувствительности и коэффициента сбора солнечных элементов исключительно полезно для дальнейшего улучшения свойств солнечных элементов, увеличения их КПД и, следовательно, расширения сферы применения. Тщательное исследование этих характеристик необходимо и для достижения необходимой точности измерений КПД, повышения уровня метрологических работ, когда требуется обеспечить совпадение параметров эталонного и измеряемых солнечных элементов. Ясное понимание причин отклонения параметров в ту или иную сторону позволяет устранить эти расхождения и обусловленную ими погрешность измерений.

Солнечные элементы с улучшенными оптическими и фотоэлектрическими характеристиками

Улучшение оптических и фотоэлектрических характеристик солнечных элементов достигается разнообразными путями: созданием в легированном и базовом слоях фотоэлемента тянущих электростатических полей (за счет, например, направленного изменения распределения примесей или градиента ширины запрещенной зоны по глубине элемента), переходом от гомогенных к гетерогенным полупроводниковым структурам, использованием для собирания избыточных носителей заряда вместо $p-n$ -перехода барьера металл-полупроводник (барьер Шоттки) или металл-диэлектрик (как правило, оксидный слой) — полупроводник (МДП- или МОП-структуры). Роль тонких слоев металла в этих системах часто выполняют более прозрачные пленки из легированных широкозонных полупроводников на основе, например, двуокиси олова SnO_2 , станината кадмия Cd_2SnO_4 или смесей оксидов индия и олова $\text{In}_2\text{O}_3-\text{SnO}_2$, называемых кратко пленками ИТО.

Рядом интересных особенностей обладают тонкопленочные солнечные элементы, необходимость разработки которых диктуется в первую очередь желанием удешевить солнечные элементы за счет уменьшения количества расходуемого для их производства полупроводникового материала. Тонкопленочные элементы, изготавливаемые преимущественно из полупроводников, характеризующихся прямыми оптическими переходами, имеют, как выяснилось, повышенную чувствительность в коротковолновой области спектра, что позволяет эффективно применять такие элементы как малогабаритные датчики ультрафиолетового излучения.

К более полному использованию всех областей широкого солнечного спектра ведет и разработка каскадных, двусторонних, многопереходных солнечных элементов. Лишь после создания конструкции солнечного элемента, прозрачного в длинноволновой области спектра за краем основной полосы поглощения [108—111], удалось от теоретических моделей [63] перейти к экспериментальной разработке каскадных элементов различного типа, с помощью которых в настоящее время достигается КПД от 28 до 35% при измерениях в наземных условиях [112, 113].

Очень высокие значения КПД (от 17 до 28%) получены и при использовании совершенно иных физических принципов повышения

эффективности преобразования энергии излучения в электрическую: предварительного разложения солнечного спектра на две (или более) спектральные области с помощью многослойных пленочных светоделителей (дихроических зеркал) с последующим преобразованием каждого участка спектра отдельным солнечным элементом с высоким КПД [114];

применения переизлучающих гетероструктур (с близким к 100% внутренним квантовым выходом), сужающих широкий спектр падающего излучения для последующего более эффективного преобразования его в электроэнергию с помощью гомогенного полупроводникового материала, например арсенида галлия [115];

использования структуры с $p-n$ -переходом в гомогенном материале, на внешней поверхности которой расположено оптическое «окно» из широкозонного полупроводника с изменяющимся по глубине химическим составом, благодаря чему ширина запрещенной зоны «окна» уменьшается по мере приближения к гомогенному материалу [116, 117].

Остановимся на особенностях характеристик экспериментально полученных и исследованных фотоэлектрических систем различного типа, причем в первую очередь нас будут интересовать оптические и фотоэлектрические свойства солнечных элементов с улучшенными параметрами и физические процессы, обуславливающие эти свойства, а также способы изменения чувствительности солнечных элементов в разных областях спектра.

2.1. Кремниевые солнечные элементы повышенной эффективности с тянущим полем в легированной области

Влияние внутренних электрических полей на эффективность собирания и КПД полупроводниковых солнечных элементов исследовано достаточно широко (см., например, [63, 80, 84, 107, 118, 119]). Первые работы были связаны с рассмотрением однородного поля с постоянными значениями подвижности и времени жизни носителей, не зависящими от концентрации примесей. Дальнейшее усложнение моделей солнечных элементов с встроенным полем привело к изучению неоднородных электрических полей и параметров диффузии, зависящих от пространственных координат [120]. Однако проведенные исследования носили сугубо теоретический характер, а предлагаемые распределения примесей трудно воспроизводимы.

Создаваемые сейчас солнечные элементы имеют внутренние электрические поля, которые носят случайный характер и являются следствием используемой технологии. В связи с этим возникла задача найти профили концентрации примесей, значительно повышающие эффективность собирания носителей из легированного слоя и в то же время получаемые с помощью хорошо отработанных технологических методов.

Двухслойная модель верхней легированной области

Рассмотрим возможность создания солнечных элементов с легированным слоем из двух областей с различной концентрацией примесей (рис. 2.1), на границе которых существует скачок потенциала $U_E = \ln(N_1/N_2)KT/q$. Значения концентраций связаны соотношением $N_1 > N_2$, при котором электрическое поле на границе областей I и II направлено в сторону p - n -перехода. Для такой двухслойной модели прежде всего необходимо провести оптимизацию параметров лег-

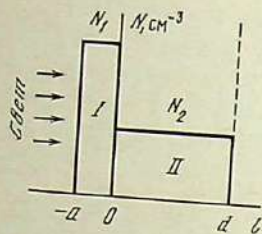


Рис. 2.1. Двухслойная модель легированной области солнечного элемента
Штриховая линия — p - n -переход, глубина залегания которого $l_n = a + d$

рованного слоя по фототоку и по мощности с учетом последовательного сопротивления [121, 122].

Принималась степенная зависимость подвижности и диффузионной длины носителей заряда от концентрации примесей:

$$\mu_n, \mu_p \sim N^{-1}, L_p \sim N^{-\beta},$$

которая с достаточной точностью согласуется с экспериментальной при $\beta = \gamma = 1/2$. Полученное выражение коэффициента сбора из легированного слоя при скорости поверхностной рекомбинации $s \rightarrow \infty$ имеет следующий вид:

$$Q_L = \frac{\alpha \exp(-\alpha a)}{k_2 \exp(-2d/L_{p2}) - k_1} \times \left(\frac{k_2 \exp(-d/L_{p2}) (1 - \exp(-(\alpha - 1/L_{p2})d))}{1/L_{p2} + \alpha} + \frac{k_1 (\exp(-\alpha d) - \exp(-d/L_{p2}))}{\alpha - 1/L_{p2}} - 2 \exp(-d/L_{p2}) k_3 \right), \quad (2.1)$$

где

$$k_{1,2} = (1 + \exp(-2a/L_{p1})) N_2/N_1 \pm (1 - \exp(-2a/L_{p1}));$$

$$k_3 = (\exp(-2a/L_{p1}) - \exp(\alpha a) \exp(-a/L_{p1})) / (\alpha + 1/L_{p1}) - (1 + \exp(\alpha a) \exp(-a/L_{p1})) / (\alpha - 1/L_{p1});$$

L_{p1} и L_{p2} — значения диффузионной длины неосновных носителей заряда соответственно в I и II областях шириной a и d (см. рис. 2.1).

Плотность интегрального фототока из легированной области вычислялась для случая освещения абсолютно черным телом с температурой Солнца $T_c = 6000$ К:

$$j_p = \frac{15h^3 q}{\pi^4 (KT_c)^4} E \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\omega^2 \exp(-h\omega/KT_c)}{1 - \exp(-h\omega/KT_c)} Q_L(\omega) d\omega, \quad (2.2)$$

где $h = h/2\pi$ — постоянная Планка; $h\omega_0$ — ширина запрещенной зоны (для кремния $h\omega_0 = 1,12$ эВ); ω_0 отвечает красной границе фотоэффекта; $Q_L(\omega)$ определяется по формуле (2.1); $E = 1360$ Вт/м² — плотность потока излучения внеатмосферного Солнца.

При выводе формулы (2.2) использовался подход, аналогичный изложенному в статье [123], когда с помощью равновесной функции Бозе—Эйнштейна рассчитывается число фотонов с энергией $h\omega$, излучаемых Солнцем как абсолютно черным телом в определенный телесный угол, размеры которого ограничены диаметром Земли. Применение соотношений, выведенных в работе [123], вызвало необходимость использовать в данном случае круговую частоту ω вместо обычной частоты ν и представить ширину запрещенной зоны E_g как $h\omega_0$.

Вычисление интеграла (2.2) проводилось методом квадратуры наивысшей степени точности [80].

При различных фиксированных значениях a и d ширины двух областей легированного слоя, определяющих глубину залегания p - n -перехода l_n , получены зависимости фототока из легированного слоя от толщины области с повышенной концентрацией примесей. Концентрация легирующей примеси у p - n -перехода $N_2 = 10^{17} \div 10^{18}$ см⁻³. Для концентрации примесей у поверхности N_1 задавался ряд значений от 10^{18} до 10^{21} см⁻³, причем максимальное $N_1 = 10^{21}$ см⁻³ соответствует пределу растворимости фосфора в кремнии.

Расчеты показали, что наибольший фототок из легированного слоя в рассмотренных пределах изменения параметров для всех a и d достигается при $a = 0,05$ мкм и $N_1/N_2 = 10^2$.

Однако в ходе дальнейшего анализа оказалось, что при фиксированных N_1 и N_2 полезная мощность будет максимальной, когда a больше 0,05 мкм. Дело в том, что для получения высокой фото-ЭДС реальных солнечных элементов требуется, чтобы концентрация примесей у p - n -перехода N_2 составляла $10^{17} - 10^{18}$ см⁻³. При таких значениях концентрации наблюдается довольно высокое сопротивление растекания тонкого (1,0 мкм) легированного слоя, уменьшить которое (при той же самой форме контакта на рабочей поверхности) можно расширением области I с большим содержанием примесей.

На рис. 2.2 представлены зависимости мощности просветленных элементов с соответствующим рассматриваемой модели легированным слоем, имеющим оптимальные параметры, и обычного солнечного элемента, легированный слой которого имеет однородное элект-

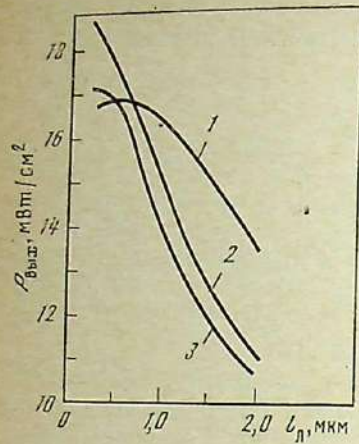


Рис. 2.2. Расчетная зависимость выходной мощности от глубины залегания $p-n$ -перехода солнечного элемента, в легированном слое которого имеется электрическое поле

- 1 — оптимальное по мощности при $N_1=10^{19}$,
 $N_2=10^{17}$ см $^{-3}$;
 2 — оптимальное по мощности при $N_1=10^{20}$,
 $N_2=10^{18}$ см $^{-3}$;
 3 — однородное

рическое поле (перепад концентраций от $5 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$ у поверхности до 10^{17} см $^{-3}$ у $p-n$ -перехода с экспоненциальным распределением примесей по глубине).

Концентрации примесей 10^{17} см $^{-3}$ соответствуют диффузионная длина неосновных носителей заряда $L_p=1$ мкм и подвижность основных носителей заряда $\mu_n=600$ см 2 /В·с. Контактная сетка имеет ячейки $h=l_n=0,5$ см. База p -типа считается бесконечно толстой с диффузионной длиной неосновных носителей заряда $L_n=100$ мкм. Мощность находилась по формуле

$$P = I_\phi \ln(I_\phi/I_0 + 1) AKT/q - I_\phi^2 R_n. \quad (2.3)$$

Здесь $A=2$, $I_0=10^{-7}$ А,

$$R_n = C/q(aN_1\mu_{n1} + dN_2\mu_{n2}), \quad (2.4)$$

где μ_{n1} и μ_{n2} — значения подвижности основных носителей заряда в областях I и II соответственно (см. рис. 2.1), а коэффициент C определяется следующим выражением [124]:

$$C = 64hl_n/\pi^6(l_n^2 + h^2). \quad (2.5)$$

Данные, представленные на рис. 2.2, позволяют сделать следующие выводы об эффективности солнечных элементов с оптимизированной верхней двухслойной легированной областью (кривые 1, 2) по сравнению с обычными солнечными элементами, имеющими однородное электрическое поле (кривая 3).

Если концентрация примесей в легированном слое составляет $N_1=10^{19}$ и $N_2=10^{17}$ см $^{-3}$ (кривая 1), то солнечный элемент рассматриваемой модели превосходит по мощности обычный элемент при $l_n > 0,6$ мкм. Такой слой особенно выгоден в случае глубокого залегания $p-n$ -перехода. Действительно, при $l_n=0,7$ мкм увеличение мощности составляет 5%, при $l_n=1,0$ мкм — 17%, при $l_n=1,5$ мкм — 27%, при $l_n=2,0$ мкм — 28%. Создание легированных слоев со сложной конфигурацией распределения примесей обеспечивает возможность получать более высокие значения полезной мощности при больших глубинах залегания $p-n$ -переходов, чем в случае экспо-

нениального распределения примесей. Например, $P=16$ мВт/см 2 соответствует $l_n \approx 0,7$ мкм (кривая 3) и $l_n \approx 1,2$ мкм (кривая 1).

При более высоком содержании примесей в легированном слое — $N_1=10^{20}$, $N_2=10^{18}$ см $^{-3}$ (кривая 2) — увеличение мощности по сравнению со случаем однородного поля при всех значениях l_n составляет 4–7%; несколько большее приращение мощности (до 10%) наблюдается при значениях $l_n < 0,5$ мкм. Таким образом, если имеется возможность получения солнечных элементов с надежными контактами при глубине залегания $p-n$ -перехода менее 0,5 мкм, то целесообразно создавать легированные слои со ступенчатым распределением высоких концентраций примесей (для уменьшения последовательного сопротивления).

Экспериментальное получение солнечных элементов с двухслойной структурой легированной области

Теоретические результаты были экспериментально проверены при создании в легированном слое ступенчатого распределения примесей с использованием термодиффузионной технологии, наиболее широко применяемой в настоящее время для изготовления кремниевых солнечных элементов [2, 5, 13, 79]. Диффузия проводилась по боксметоду [124].

Выполненные расчет и эксперимент показали, что пористая окисная пленка, предварительно образованная на поверхности кремния методом анодного окисления, дает возможность даже при однократной термодиффузии получить двухслойную структуру легированной области [125]. Часть диффузанта, например фосфора, проходя через поры, образует область низких концентраций примесей у $p-n$ -перехода. Задержанный окисным слоем основной поток примеси создает тонкий слой с повышенной концентрацией примеси у поверхности. Изменяя пористость пленки, а также регулируя время и температуру диффузии, можно достаточно плавно и точно управлять профилем распределения примесей в легированной области.

Оптимизированный режим однократной термодиффузии через предварительно созданную окисную пленку определенной пористости дает возможность получать $p-n$ -переходы с глубиной залегания легированного слоя 0,9–1,3 мкм. При этом распределение примесей соответствует четко обозначенным двум областям высокой и низкой концентрации (рис. 2.3, кривая 1).

Другая возможность создания сложного распределения примесей — двойное легирование. Для проведения этого процесса были выбраны кремниевые диски с легированным методом, распределение примесей в котором описывается кривой 3 на рис. 2.3.

Диффузионный слой стравливался до глубины 0,5–0,6 мкм, затем осуществлялось вторичное легирование по режиму однократной термодиффузии. Полученные $p-n$ -переходы находились на глубине

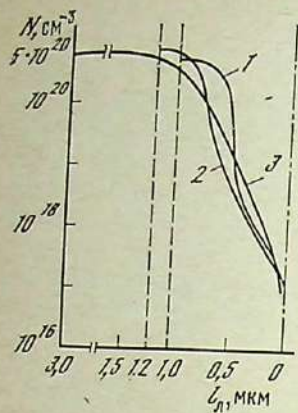


Рис. 2.3. Экспериментальное распределение концентрации фосфора в кремнии по глубине легированного слоя от поверхности (штриховые линии) до $p-n$ -перехода (штрихпунктир), полученное термодиффузией при различных режимах

1 — однократная термодиффузия через задерживающий слой окисла определенной пористости ($l_n=1,0$ мкм); 2 — двойная через слой пористого окисла на поверхности ($l_n=1,2$ мкм); 3 — глубокая без предварительного окисления поверхности ($l_n=1,2$ мкм после химического травления легированного слоя)

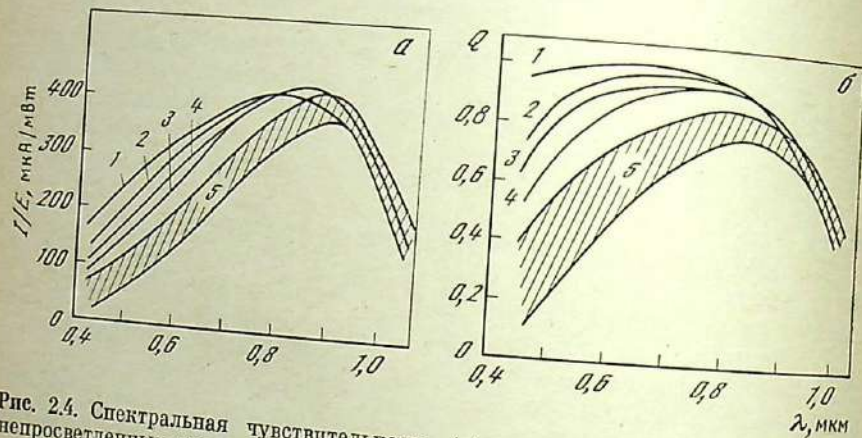


Рис. 2.4. Спектральная чувствительность (а) и коэффициент сбора (б) непротравленных солнечных элементов, полученных различными способами

1-3 — способы получения соответственно указанным в подписи к рис. 2.3; 4 — мелкая термодиффузия в потоке газа (экспоненциальное распределение примесей, $l_n=0,6$ мкм); 5 — глубокая однократная термодиффузия (без химического травления после диффузии, $l_n=3,0$ мкм)

1,0–1,2 мкм от поверхности, при этом на глубине 0,3–0,7 мкм наблюдался резкий перепад концентрации примесей на два порядка (рис. 2.3, кривая 2). Профиль концентраций примесей строился на основе результатов измерения проводимости четырехзондовым методом при послыном анодном стравливании, глубина $p-n$ -перехода определялась с помощью сферического шлифа.

На кремниевые пластины наносились электрические токосъемные контакты по обычной методике [13, 16, 77, 79] и исследовались характеристики полученных фотоэлементов.

Экспериментальные солнечные элементы в коротковолновой области имеют повышенную спектральную чувствительность (рис. 2.4, кривые 1 и 2), которая зависит от коэффи-

циента сбора носителей заряда из легированной области. Например, при $\lambda=0,5$ мкм у экспериментальных элементов со ступенчатым распределением примесей в легированном слое $I/E=220 \div 250$ мкА/мВт, а у элементов с толщиной легированного слоя порядка 3 и 1,2 мкм (распределение примесей описывается соответственно горизонтальным и наклонным участками кривой 3 на рис. 2.3) значения спектральной чувствительности лежат в интервале 50–125 мкА/мВт (см. рис. 2.4, область 5) и 170–180 мкА/мВт (см. рис. 2.4, кривая 3). Даже у элементов с очень мелкой глубиной залегания $p-n$ -перехода (0,6 мкм) и экспоненциальным распределением примесей (см. рис. 2.4, кривая 4) чувствительность при $\lambda=0,5$ мкм не превышает 200 мкА/мВт. Солнечные элементы с глубиной залегания $p-n$ -перехода $l_n=0,6$ мкм (кривая 4), полученного низкотемпературной диффузией, имеют распределение примесей в легированном слое, близкое к экспоненциальному с перепадом концентраций от $5 \cdot 10^{20}$ у поверхности до 10^{16} см⁻³ у $p-n$ -перехода. Сравнивая кривые 1–4, можно заключить, что повышенная чувствительность экспериментальных солнечных элементов в коротковолновой области спектра (кривые 1 и 2) объясняется преобладающим (над эффектом ухудшения параметров диффузии неосновных носителей в области повышенной концентрации) влиянием введенного тянущего поля сложной конфигурации.

Вольт-амперные характеристики солнечных элементов с двухслойной структурой легированной области также значительно лучше, чем у обычных. Плотность нагрузочного тока с единицы полезной площади солнечных элементов при глубине залегания $p-n$ -перехода 1,0–1,2 мкм на 9–17% выше, чем у элемента с экспоненциальным распределением примесей в легированном слое такой же глубины, что достаточно точно подтверждает расчетные данные (см. рис. 2.2).

Таким образом, предложенное двухступенчатое распределение примесей приводит к значительному улучшению вольт-амперных и спектральных характеристик солнечных элементов даже при сравнительно большой глубине залегания $p-n$ -перехода ($l_n \approx 1,2$ мкм), что позволяет не только увеличить КПД элементов, но и использовать для токосъема с легированного слоя простые, дешевые и надежные электрические контакты, получаемые химическим осаждением никеля [13, 16]. Проблема создания надежных омических контактов, удешевления и автоматизации их нанесения — одна из наиболее сложных в современной технологии изготовления солнечных элементов.

2.2. Кремниевые солнечные элементы с пассивирующей поверхностной пленкой

Резко увеличить коротковолновую спектральную чувствительность кремниевых солнечных элементов можно, используя пассивирующую пленку, например, двуокиси или нитрида кремния. Пленка содержит встроенный электрический заряд и вместе с тонким легированным слоем кремния, как и у солнечных элементов с тянущим полем в легированной области (см. 2.1), будет образовывать двухслойную структуру n^+-n или p^+-p , позволяющую приблизить тянущее электростатическое поле к поверхности, уменьшить эффективную скорость поверхностной рекомбинации и улучшить сбор избыточных носителей заряда, созданных коротковолновым излучением, поглощенным вблизи поверхности солнечного элемента.

Подобная структура n^+-n -типа была осуществлена на низкоомных кремниевых монокристаллических подложках с удельным сопротивлением 0,1–0,3 Ом·см путем бомбардировки ионами фосфора с энергией 10 кэВ и плотностью пучка ионов от $2,5 \cdot 10^{12}$ до $2,5 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ [126]. После бомбардировки проводился термический отжиг пластин в течение 30 мин при 850°С в атмосфере водяного пара и кислорода для электрической активации внедренной в кремний примеси фосфора. Одновременно на поверхности вырастала пленка двуокиси кремния толщиной 2000 Å и происходило ее легирование фосфором и бором из подложки. Для уплотнения пленки двуокиси кремния осуществлялся еще один термический отжиг в сухом кислороде в течение одного часа при 700°С (показатель преломления пленки при этом повышался до 1,48). Для восстановления после двух высокотемпературных отжигов образцы выдерживались при 550°С в течение двух часов. Медленным травлением толщина пленки двуокиси кремния доводилась до значения 1000 Å, оптимального для просветления поверхности. Методом фотолитографии в пленке вытраивались окна для контактных полос из обычной трехслойной композиции: титан–палладий–серебро.

Распределение примесей фосфора и бора в легированной пленке SiO $_2$ и в верхнем слое кремния (рис. 2.5) было получено с помощью метода спектроскопии вторичных ионов. Мелкозалегающий $p-n$ -переход располагается на глубине 0,35 мкм.

Распределение примесей, как и при контролируемой диффузии через анодную окисную пленку, имеет двухступенчатый профиль (с небольшим скачком концентрации примеси на границе раздела SiO $_2$ –Si) (рис. 2.5). Следовательно, в этом случае также образуется тянущее электростатическое поле повышенной эффективности, что подтверждается высоким коэффициентом сбора в коротковолновой области спектра у полученных солнечных элементов (рис. 2.6). Длинноволновая чувствительность солнечных элементов, сделанных из образцов низкоомного кремния, изготовленных методом бестиг-

Рис. 2.5. Распределение концентрации примеси по толщине поверхностной легированной пленки двуокиси кремния l_{SiO_2} и верхнего легированного слоя кремния l_{Si} в солнечных элементах с $p-n$ -переходом, полученным методом бомбардировки ионами фосфора с последующим термическим отжигом

1 — фосфор;
2 — бор

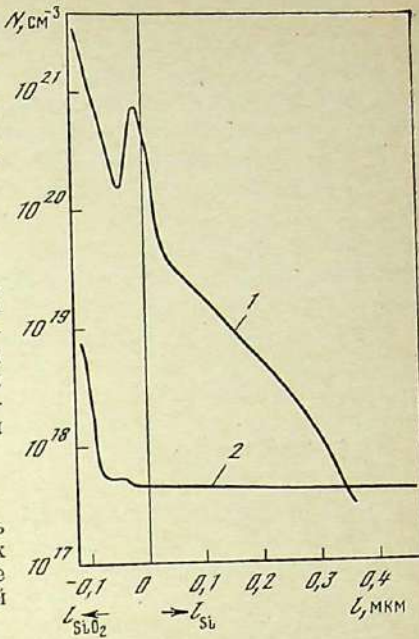
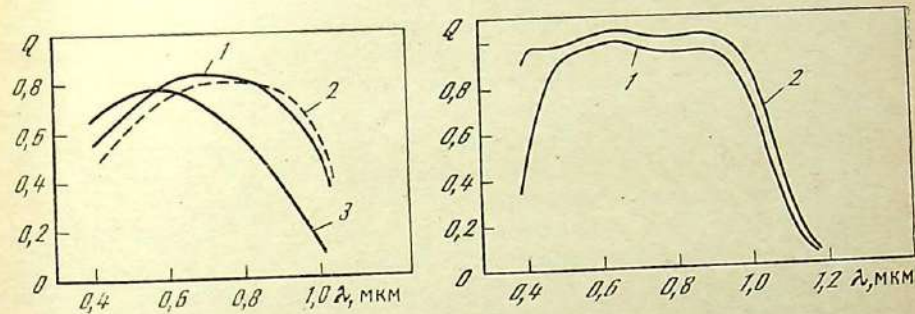


Рис. 2.6. Спектральная зависимость коэффициента сбора кремниевых солнечных элементов, полученных методом бомбардировки ионами фосфора пластины кремния (1, 2 — бестигельная зонная плавка, 3 — метод Чохральского) с разным удельным сопротивлением

1 — 0,3 Ом·см;
2, 3 — 0,1 Ом·см

Рис. 2.7. Спектральная зависимость коэффициента сбора кремниевых солнечных элементов до (1) и после (2) нанесения тонкой пассивирующей пленки из двуокиси кремния



гельной зонной плавки (рис. 2.6, кривые 1 и 2), достаточно высока. У элементов же из низкоомного кремния, выращенного по методу Чохральского, использованные температурные обработки оказались не оптимальными, время жизни и диффузионная длина неосновных носителей в базовом слое готовых элементов — малыми и длинноволновая чувствительность — низкой (рис. 2.6, кривая 3).

Полученные солнечные элементы при внеатмосферном солнечном излучении имеют следующие выходные характеристики: $\eta = 12,3-14,5\%$; $I_{к.з} = 34,5$ мА/см 2 ; $U_{х.х} = 0,645$ В.

Необычайно большое значение $U_{х.х}$ объясняется высоким барьером на $p-n$ -переходе, обусловленным не только выбором низкоомных подложек для базового слоя, но и влиянием легированной поверхностной пленки. Это было подтверждено прямым эксперимен-

том: после удаления пленки травлением $U_{x,x}$ уменьшилось до обычных значений (менее 0,6 В).

Влияние поверхностной пассивирующей пленки на коэффициент сборки в коротковолновой области спектра (рис. 2.7) и $U_{x,x}$ солнечных элементов было продемонстрировано экспериментально [127]: при наличии пассивирующей пленки обе эти величины составляли 0,3 мкм при слоевом сопротивлении 60 Ом/□ ($p-n$ -переход получен диффузией бора в легированные фосфором подложки n -кремния толщиной 300 мкм). Поверх тонкой пассивирующей пленки SiO_2 наносилось просветляющее покрытие из нитрида кремния SiN_x . При 25-кратной интенсивности наземного солнечного излучения КПД полученных солнечных элементов со структурой p^+-p на освещаемой поверхности составил 18%. При обычной однократной освещенности $I_{нз}$ был равен 33 мА/см², $U_{x,x} = 0,62$ В.

2.3. Кремниевые солнечные элементы с полем в базовой области и изотипным барьером у тыльного контакта

Если базовый слой солнечных элементов, например p -типа, легирован неравномерно и концентрация акцепторов у $p-n$ -перехода ниже, чем в глубине слоя, то возникает электрическое поле, помогающее сборанию созданных светом в базовом слое избыточных носителей заряда (в этом случае действует не только диффузионный, но и дрейфовый механизм собирания). В ряде работ, в частности в публикациях [12, 80, 84], отмечалось, что для образования тянущего поля необходимо создать некоторый перепад примесей по глубине. Это, с одной стороны, уменьшает напряжение холостого хода из-за роста обратного тока насыщения при уменьшении потенциального барьера (при снижении степени легирования базы у $p-n$ -перехода), а с другой — приводит к значительному ухудшению диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей заряда (при увеличении степени легирования отдаленных от $p-n$ -перехода областей базового слоя). Оба отмеченных явления могут в значительной степени снизить эффект улучшения коэффициента собирания, обусловленный введением тянущего поля в базовый слой (обычно равномерно легированный) за счет его неоднородного легирования. При сравнительно небольших перепадах концентраций в базовом слое (10^{17} у $p-n$ -перехода и $10^{18}-10^{19}$ см⁻³ в глубине базы) можно увеличить КПД и длинноволновую спектральную чувствительность кремниевых элементов путем введения тянущего поля, сохранив на достаточно высоком уровне диодные параметры $p-n$ -перехода и время жизни неосновных носителей заряда в базовом слое [84, 120, 128-132].

Экспериментальное осуществление этой модели по методике медленной диффузии примеси в базовые пластины элементов [128] оказалось слишком трудоемким и длительным. Не менее сложна и опробованная нами технология экзодиффузии примесей в вакууме из предварительно легированной базовой пластины. Введение быстродиффундирующего лития [129] нашло практическое применение при изготовлении радиационно стойких солнечных элементов для космических аппаратов не только из-за технологически легко осуществимой возможности создать тянущее поле достаточно большой протяженности в базовом слое, но и из-за способности лития нейтрализовать введенные радиацией рекомбинационные центры [22, 133, 134]. Метод наращивания эпитаксиального слоя кремния с переменной концентрацией примесей на монокристаллическую пластину кремния с последующим созданием (термодиффузией или нанесением эпитаксиальной сильнолегированной пленки с противоположным знаком проводимости) $p-n$ -перехода со стороны эпитаксиального слоя (см., например, публикации [130-132]) позволяет получать дешевые солнечные элементы наземного назначения, так как используемый в качестве подложки для нанесения эпитаксиальной пленки металлургический кремний в 100 раз дешевле кремния полупроводниковых сортов [132]. Автолегирование эпитаксиального слоя в процессе его выращивания примесями из подложки приводит к необходимому градиенту концентрации примеси и созданию тянущего поля [31]. При измерениях в наземных условиях КПД таких солнечных элементов составил от 12,2 до 13,5% [132], несмотря на то что для их изготовления использовались дефектные эпитаксиальные слои на металлургическом кремнии, представляющие собой невосполнимый брак при производстве интегральных схем.

Модели солнечных элементов с тянущим полем значительной протяженности в базе вскоре были вытеснены моделью с резким изотипным переходом $p-p^+$ или $n-n^+$ -типа у тыльного металлического контакта, подобной двухслойной модели, рассмотренной в 2.1.

Для создания высокоэффективных солнечных элементов можно было бы использовать почти собственный кремний, продиффундировав примеси n - и p -типа с обеих сторон кремниевой пластины таким образом, чтобы получить на необходимом расстоянии от поверхности $p-n$ -переход и одновременно оптимальный градиент примеси с другой стороны пластины [63]. При получении солнечных элементов n^+-p-p^+ или p^+-n-n^+ -структур [77, 135] оказалось, что создать очень тонкий изотипный $p-p^+$ или $n-n^+$ -переход у тыльного металлического контакта технологически намного проще, чем тянущее поле значительной протяженности, а практически столь же полезно для увеличения собирания избыточных неосновных носителей из базового слоя. Потенциальный барьер на изотипном переходе, полученный подлегированием базового перехода с тыла, отражает неосновные носители от тыльного контакта, увеличивая их эффективную диффузионную длину, и фактически сводит к нулю

скорость поверхностной рекомбинации на границе раздела базовый слой—тыльный металлический контакт. Несколько уменьшается также обратный ток насыщения элементов. Тыльный подлегированный слой создается термодиффузией, ионной бомбардировкой или впеканием алюминия (в случае p -слоя) с последующей термообработкой. Глубина подлегированного слоя обычно колеблется от 0,2 до 0,5 мкм, а распределение примесей практически повторяет аналогичное распределение в верхнем легированном слое солнечных элементов.

Преимущества солнечных элементов с изотипным переходом у тыльной поверхности сказываются в том случае, когда диффузионная длина неосновных носителей в базовом слое больше толщины базового слоя или по крайней мере равна ей. Это требование приводит к необходимости использовать для создания базового слоя достаточно чистый полупроводниковый материал с повышенным удельным сопротивлением или уменьшать толщину базового слоя до значений, меньших диффузионной длины носителей заряда в данном материале. На рис. 2.8 представлена зависимость диффузионной длины L и времени жизни τ носителей заряда от удельного сопротивления ρ базового слоя кремния [136], позволяющая выбрать необходимую толщину базового слоя определенного удельного сопротивления (или, наоборот, определить удельное сопротивление при заданной толщине слоя) для солнечного элемента с эффективно используемым изотипным переходом у тыльного контакта. Эти данные могут применяться лишь для качественных оценок. При проведении точных расчетов необходимо учитывать, что диффузионные характеристики неосновных носителей зависят не только от удельного сопротивления, но и от типа проводимости кремния, метода его получения, предшествовавшей обработки, и пользоваться в этом случае более подробными данными, приводимыми, например, в работе [74]. Там же представлены весьма наглядные зависимости тока короткого замыкания солнечного элемента из кремния от отношения толщины элемента l к диффузионной длине неосновных носителей заряда в базовом слое L , а также зависимость КПД элемента при освещении его внеатмосферным солнечным излучением (условия АМО, воздушная масса равна нулю) от L (рис. 2.9) и τ для элемента с изотипным переходом у тыльного контакта и без него. Использование изотипного перехода позволяет применять для получения базовых слоев высокоэффективных солнечных элементов кремний с очень высокими значениями времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда, которые характерны для кремния с почти собственной проводимостью (так называемой i -проводимостью).

Солнечные элементы с $p-i-n$ - или p^+-i-n^+ -структурой и их модификации [13, 137] обладают исключительно высокой чувствительностью в длинноволновой области спектра. Форма вольт-амперной характеристики элементов близка к прямоугольной, поскольку

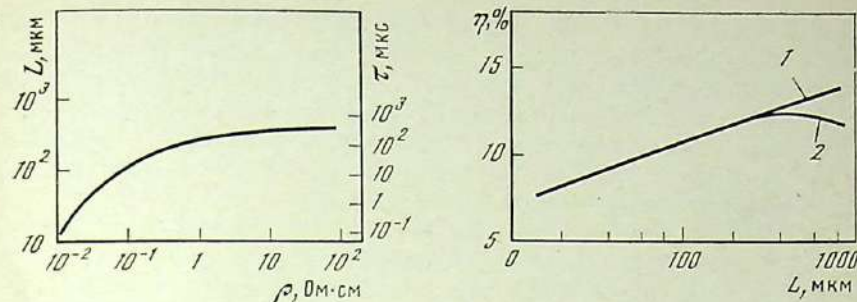


Рис. 2.8. Зависимость диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей заряда от удельного сопротивления базового слоя кремниевых солнечных элементов

Рис. 2.9. Зависимость КПД кремниевых солнечных элементов от диффузионной длины неосновных носителей заряда в базовом слое элемента при освещении внеатмосферным Солнцем (условия АМО)

1, 2 — с изотипным тыльным барьером и без него соответственно

благодаря высокому уровню возбуждения в условиях освещения солнечным светом омическое падение напряжения в базовой области сводится к минимуму (при освещении высокоомного базового слоя концентрация неравновесных носителей значительно выше, чем равновесных). Большое исходное значение диффузионной длины неосновных носителей заряда в высокоомном материале увеличивает срок службы таких солнечных элементов в радиационных поясах Земли [22].

2.4. Солнечные элементы, прозрачные в длинноволновой области спектра за краем основной полосы поглощения

Принципиальная возможность создания таких солнечных элементов обеспечивается прозрачностью любого чистого высокоомного полупроводникового материала за краем основной полосы поглощения (см. рис. 1.1). Однако если базовый слой солнечных элементов выполняется из сравнительно чистого материала с малым содержанием легирующих примесей, то верхний слой для уменьшения сопротивления растекания тока носителей заряда, разделенных $p-n$ -переходом, легируется практически до концентрации, соответствующей пределу растворимости донорной или акцепторной примеси в данном полупроводниковом материале. Естественно, что такой высоколегированный слой будет сильно поглощать и отражать длинноволновое излучение (см. рис. 1.2 и 1.3).

Низкое значение времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда в легированном слое приводит к необходимости уменьшения толщины этого слоя до значений в диапазоне

0,15–0,5 мкм (см. гл. 1). Поглощение инфракрасной области солнечного излучения (λ от 1,1 до 2,5 мкм) элементом с легированным слоем такой толщины не превышает 1–3% [23, 111]. Таким образом, тенденция к уменьшению глубины залегания p - n -перехода, характерная для современных солнечных элементов, позволила устранить одно из главных препятствий на пути создания элемента, прозрачного в длинноволновой области спектра.

Два других препятствия — поглощение излучения в сплошном тыльном контакте и высокое отражение от тыльной поверхности элемента — были преодолены путем замены сплошного тыльного контакта на сетчатый и нанесения просветляющего покрытия с оптической толщиной 0,3–0,4 мкм [23, 109]. Расчет показал, что при сетчатом тыльном контакте определенной конфигурации можно сохранить последовательное сопротивление и коэффициент заполнения нагрузочной вольт-амперной характеристики прозрачного кремниевое солнечного элемента практически на уровне элемента обычной конструкции со сплошным тыльным контактом [110, 111]. Подобные же результаты были получены для солнечных элементов из арсенида галлия [23, 108].

Прозрачные солнечные элементы из кремния и арсенида галлия были использованы для создания первых реальных моделей каскадных солнечных элементов [108]. Равновесная рабочая температура у прозрачных солнечных элементов из кремния в космосе значительно ниже, чем у обычных [23], вследствие того что интегральный коэффициент поглощения солнечной радиации составляет, как показали данные прямых измерений этой величины в космических условиях, не 0,92–0,93 (значения, характерные для элемента обычной конструкции со сплошным тыльным контактом из плохоотражающего металла), а 0,72–0,73 [110].

Солнечные элементы с тыльным сетчатым контактом, прозрачные в инфракрасной области спектра начиная от длины волны 1,1 мкм, были получены в СССР из кремния и арсенида галлия [23, 108–111] и на основе тонкопленочных структур $\text{Cu}_2\text{S}-\text{CdS}$ во Франции [138]. Как показали расчеты для геостационарной орбиты [138], у таких солнечных элементов в космосе температура должна понизиться на 10° С, а выходная мощность возрасти на 8–9%.

Нефотоактивное длинноволновое инфракрасное излучение может быть не только пропущено сквозь прозрачный солнечный элемент, но и отражено от его тыльной поверхности к источнику излучения. Для этого на тыльную поверхность прозрачных солнечных элементов, свободную от токосъемного омического контакта, должен быть нанесен слой высокоотражающего металла, например алюминия, меди, серебра.

Отражающий слой может быть получен испарением в глубоком вакууме обычной трехслойной структуры титан–палладий–серебро непосредственно на поверхность кремния, свободную от контактных полос, или создан одновременно с алюминиевым контактом. Однако

необходимое для получения хорошего омического контакта впекание алюминия при высоких температурах приводит к уменьшению коэффициента отражения таким слоем инфракрасного излучения.

Спектральный коэффициент отражения нескольких изученных в работе [139] высокоэффективных солнечных элементов с тыльным контактом из алюминия представлен на рис. 2.10. Два элемента (1 и 2) имели полированные тыльную и внешнюю поверхности, а элемент 3 — неотражающую черную внешнюю поверхность, полученную селективным травлением с образованием часто расположенных пирамидообразных выступов. На поверхность всех трех элементов было нанесено различной толщины просветляющее покрытие из пентоксида тантала. Отражающий омический контакт из впеченного алюминия позволяет увеличить отражение от солнечных элементов в длинноволновой области за краем основной полосы поглощения при λ от 1,1 до 2,5 мкм лишь до 40%.

При тыльном контакте из трехслойной композиции титан–палладий–серебро отражение в этой области составляет не более 20–30% [139], но может быть несколько увеличено путем уменьшения толщины пленки титана [140]. Солнечные элементы с черной неотражающей поверхностью практически полностью поглощают не только излучение от 0,4 до 1,1 мкм (область спектральной чувствительности элементов), но и инфракрасное излучение за краем основной полосы поглощения. На их основе прозрачные элементы не могут быть созданы [23].

Значительно выгоднее использовать для увеличения отражения в нефотоактивной области спектра слой высокоотражающего металла, нанесенный на поверхность кремния между полосами сетчатого контакта на тыльной стороне. В этом случае можно ограничиться сравнительно небольшим (до температуры 150–200° С) подогревом поверхности кремния для увеличения адгезии слоев и сохранить отражение в инфракрасной области от границы кремний–металл на достаточно высоком уровне [109]. Спектральный коэффициент отражения внешней полированной поверхности кремниевых солнечных элементов с трехслойным покрытием (просветляющая пленка из сернистого цинка + клеящий слой кремнийорганического каучука + радиационно-защитная стеклопленка [23]) и различными отражающими слоями (из меди, алюминия, серебра, никеля, титана) на тыльной поверхности элементов, свободной от контактных полос, несмотря на наличие селективных полос поглощения излучения кремнийорганическим каучуком, в области спектра от 1,1 до 1,5 мкм достигает 75–95% (рис. 2.11).

К столь же высоким значениям коэффициента отражения приводит решение аналогичной задачи другим простым и технологичным способом: приклейкой кремнийорганическим каучуком (к тыльной поверхности прозрачных солнечных элементов) стеклопленок с предварительно нанесенным на их поверхность слоем алюминия или серебра [141]. При этом к внешней поверхности элементов или груп-

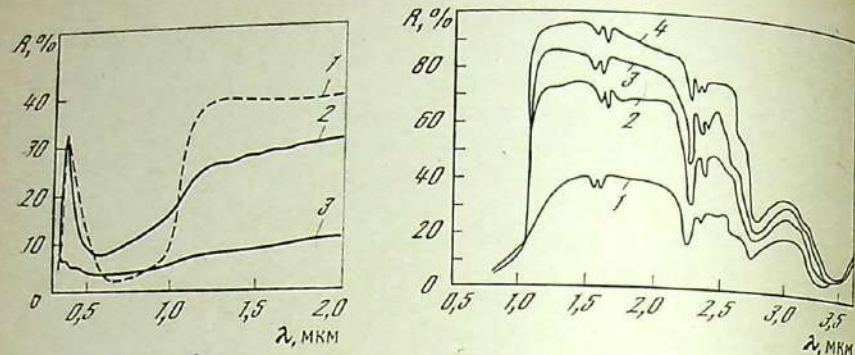
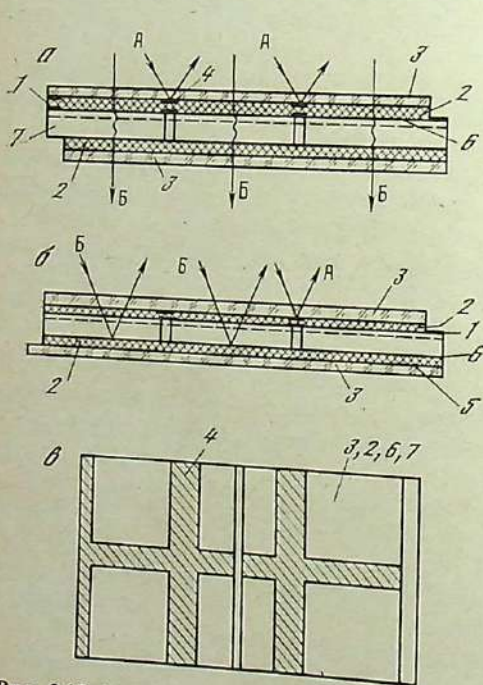


Рис. 2.10. Спектральная зависимость коэффициента отражения кремниевых солнечных элементов *n-p*-типа с тыльным омическим контактом из алюминия и просветляющим покрытием из пятиоксида тантала, нанесенным на предварительно обработанную внешнюю поверхность элементов

1, 2 — полированная; 3 — черная неотражающая, полученная селективным травлением

Рис. 2.11. Спектральная зависимость коэффициента отражения изготовленных в СССР кремниевых солнечных элементов прозрачной конструкции с трехслойным покрытием на внешней полированной поверхности и различными отражающими слоями на свободной от контактных полос тыльной поверхности (глубина залегания *p-n*-перехода в элементах менее 0,5 мкм)

1 — никель и титан; 2 — алюминий; 3 — медь; 4 — серебро



- а, б — с просветляющим и отражающим покрытием на тыльной поверхности соответственно;
- в — вид модуля сверху;
- 1 — токосъемные контакты и межэлементные соединения;
- 2 — прозрачный кремнийорганический каучук;
- 3 — радиационно-защитная стеклопленка;
- 4 — сетка из алюминиевых или серебряных отражающих полос над верхними токосъемными контактами и соединениями;
- 5 — отражающее покрытие на тыльной стеклопленке;
- 6 — просветляющее покрытие;
- 7 — солнечные элементы;
- А — солнечное излучение;
- Б — инфракрасное излучение солнечного спектра с $\lambda > 1,1$ мкм или с $\lambda > 0,9$ мкм в случае солнечных элементов из кремния или арсенида галлия соответственно

Рис. 2.12. Модули из параллельно соединенных солнечных элементов прозрачной конструкции

пы — модуля из таких элементов — может быть приклеено стекло с нанесенной на его поверхность (обращенную к элементу) сеткой из отражающего металла в местах, расположенных над токосъемными контактами к самим солнечным элементам или над электрическими соединениями между ними. Изменяя ширину полос отражающей сетки, можно регулировать температуру таких элементов при увеличении или уменьшении потока солнечного излучения. Конструкция модуля с параллельно соединенными кремниевыми солнечными элементами, прозрачными в области инфракрасного солнечного излучения, с защитными стеклами на обеих сторонах и сеткой из отражающих металлических слоев на внутренней поверхности схематически показана на рис. 2.12. Солнечные батареи из модулей подобной конструкции обладают в космосе более низкой равновесной рабочей температурой (на 25–35° С) и повышенной термостойкостью, что было экспериментально подтверждено в ходе длительной эксплуатации в космических условиях на борту советских межпланетных автоматических станций «Венера-9» и «Венера-10» [142].

Следует отметить, что оптические характеристики прозрачных солнечных элементов из различных полупроводниковых материалов с отражающими слоями на тыльной стороне весьма близки к оптическим характеристикам дихроических светоделительных зеркал [143], что делает весьма перспективным применение таких солнечных элементов для создания высокоэффективных фотоэлектрических систем со спектральным разделением солнечного излучения и последующим преобразованием его в электроэнергию элементами с различной спектральной чувствительностью. Прозрачные солнечные элементы могут при этом выполнять одновременно две функции: активно преобразующего элемента системы и светоделительного зеркала.

2.5. Солнечные элементы с двусторонней спектральной чувствительностью

Солнечные элементы, которые могут генерировать электрический ток при освещении их обеих сторон, полезны как в космических, так и в наземных условиях, поскольку применение таких элементов улучшает удельные характеристики и эксплуатационные возможности полупроводниковых фотопреобразователей оптического излучения в электрическую энергию. В космосе солнечная батарея из элементов с двусторонней чувствительностью позволяет (для низколетящих спутников) использовать не только прямое, но и отраженное от Земли солнечное излучение [143], что может заметно повысить получаемую на борту космического аппарата электрическую мощность, поскольку на отдельных участках орбиты альbedo Земли составляет 0,8–0,9 (при сплошном облачном покрове). При наземном применении таких солнечных батарей полезно устанавливать за

ними дополнительные отражатели, направляющие излучение к тыльной поверхности элементов с двусторонней чувствительностью, или укреплять батареи на высоких фермах, чтобы отраженным от снега или песка солнечное излучение попадало на обычно неосвещенную тыльную поверхность.

Впервые конструкция двустороннего солнечного элемента была предложена, вероятно, в работе [144]. На тыльной поверхности кремниевых солнечных элементов, так же как и с верхней стороны, после термодиффузии фосфора в базовые пластины легированного бором кремния *p*-типа была оставлена легированная область *n*-типа. Токосъемные контакты как к верхнему, так и к нижнему *n*-слою изготавливались в виде сетки, а контакт к базовому слою *p*-типа представлял собой узкую полосу вдоль одной из длинных сторон элемента. Этого было явно недостаточно для уменьшения значительного сопротивления растекания протекающего тока, которое в случае двусторонней конструкции (с *p-n*-переходом на обеих сторонах элемента) появляется не только в легированных областях солнечных элементов, но и в базовой. В связи с этим, вполне естественно, что удалось получить увеличение электрической мощности, снимаемой с единицы площади освещаемого с двух сторон двустороннего солнечного элемента (по сравнению с элементом обычной конструкции) в 1,2–1,3 раза только в случае, когда базовая область имела удельное сопротивление $\rho = 0,1 \div 0,2$ Ом·см и малое сопротивление растекания тока [144]. Двусторонние элементы такой конструкции на основе базовых пластин кремния с удельным сопротивлением $\rho = 0,5 \div 1,0$ Ом·см при всех условиях освещения оказывались хуже обычных солнечных элементов с *p-n*-переходом на одной стороне [144].

Для солнечных элементов прозрачной конструкции проблема уменьшения сопротивления растекания в базовом слое была решена, как уже отмечалось в 2.4, путем создания тонкого сетчатого контакта с оптимизированными размерами [23, 111]. Подобный же прием был использован в теоретической работе [145] применительно к двусторонним кремниевым солнечным элементам с *p-n*-переходами с обеих сторон элемента. Конструкция двусторонних элементов, их эквивалентная электрическая схема, форма и расположение оптимальных токосъемных контактов к ним, предложенные в работе [145], представлены на рис. 2.13. Применение гребенчатого контакта не только к сильнолегированным верхним и тыльным слоям, но и к базовому слою должно было, несомненно, положительно сказаться на характеристиках двусторонних элементов, что и подтвердилось в ходе дальнейших расчетов. Результаты расчетов коэффициента сбора односторонних и двусторонних солнечных элементов при различной толщине базового слоя l_0 [145] позволили затем рассчитать зависимость тока короткого замыкания $I_{к.з}$ (в % от $I_{к.з}$ односторонних элементов обычной конструкции с $l_0 = 400$ мкм) двусторонних солнечных элементов во внеатмосферных условиях от

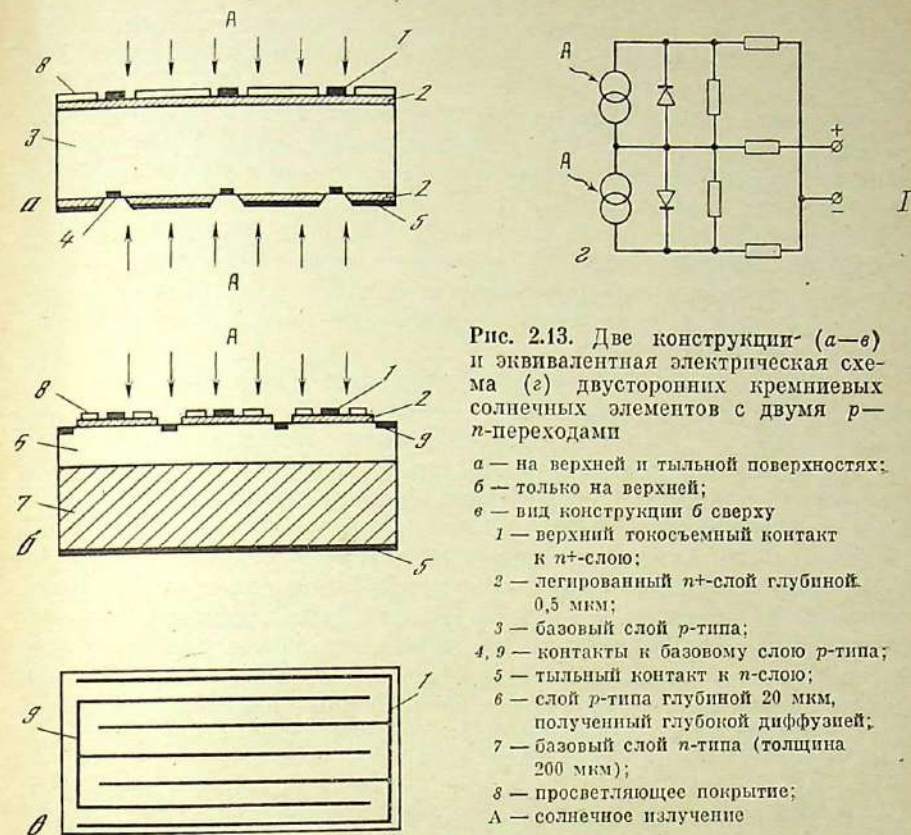


Рис. 2.13. Две конструкции (а–в) и эквивалентная электрическая схема (z) двусторонних кремниевых солнечных элементов с двумя *p-n*-переходами

- а — на верхней и тыльной поверхностях;
- б — только на верхней;
- в — вид конструкции б сверху
- 1 — верхний токосъемный контакт к *n*-слою;
- 2 — легированный *n*-слой глубиной 0,5 мкм;
- 3 — базовый слой *p*-типа;
- 4, 9 — контакты к базовому слою *p*-типа;
- 5 — тыльный контакт к *n*-слою;
- 6 — слой *p*-типа глубиной 20 мкм, полученный глубокой диффузией;
- 7 — базовый слой *n*-типа (толщина 200 мкм);
- 8 — просветляющее покрытие;
- А — солнечное излучение

толщины базового слоя l_0 с удельным сопротивлением $\rho = 10$ Ом·см:

l_0 , мкм	10	15	20	35	50	100	200	400
Составляющие $I_{к.з}$ из переходов								
верхнего	73,7	79,9	83,8	89,9	92,7	96,6	98,9	100,0
тыльного	62,5	67,4	69,9	77,4	69,6	59,0	39,4	16,9
Суммарный $I_{к.з}$	136,2	147,3	153,7	167,3	162,3	155,6	138,3	116,9

Двусторонние элементы практически при всех значениях толщины базового слоя имеют преимущество перед односторонними элементами, причем при оптимальной толщине 20–100 мкм (для базового слоя с $\rho = 10$ Ом·см) прирост $I_{к.з}$ (а следовательно, и выходной мощности при высоком значении коэффициента заполнения вольтамперной характеристики) превышает 50% по отношению к $I_{к.з}$ односторонней конструкции с толщиной базового слоя 400 мкм.

Двусторонние солнечные элементы были затем изготовлены в раз-

ных странах и результаты измерения их оптических и электрических характеристик качественно подтвердили расчетные данные работы [145].

Получение контактной сетки для токосъема у двусторонних солнечных элементов с двумя $p-n$ -переходами требует применения техники двойной фотолитографии с совмещением промежуточных шаблонов, что заметно усложняет технологию изготовления солнечных элементов. К тому же увеличение площади, занимаемой $p-n$ -переходом, повышает значение обратного тока насыщения и снижает шунтирующее сопротивление солнечных элементов с двумя $p-n$ -переходами по сравнению с элементами обычной конструкции с одним $p-n$ -переходом.

Было предложено создавать двусторонние солнечные элементы, совмещающие элементы, прозрачные в инфракрасной области спектра, с элементами с изотипным переходом у тыльной поверхности n^+-p-p^+ или p^+-p-n^+ -структуры (рис. 2.14) [5, 146, 147]. При уменьшении толщины базового слоя (или увеличении диффузионной длины неосновных носителей заряда за счет использования более высокоомного кремния) такие двусторонние элементы столь же эффективно преобразуют свет, падающий сзади, как и элементы со вторым $p-n$ -переходом у тыльной поверхности. Расчетные и экспериментальные характеристики новой модели двусторонних солнечных элементов, приведенные на рис. 2.15 и 2.16, получены при различных значениях скорости поверхностной рекомбинации (S_0 и S_n) и коэффициента диффузии дырок и электронов (D_0 и D_n) в базовом и легированном слоях [146, 147].

Введение изотипного перехода в конструкцию прозрачных солнечных элементов позволяет резко снизить скорость поверхностной рекомбинации S на тыльной поверхности и увеличить коэффициент сбора неосновных носителей заряда (при $L/l > 1$) двусторонних солнечных элементов, освещаемых сзади, до значений, характерных для этого коэффициента при освещении солнечных элементов с верхней лицевой поверхности.

В отличие от элементов двусторонней конструкции с двумя $p-n$ -переходами в двусторонних элементах с изотипным переходом не наблюдается увеличения обратного тока насыщения при освещении только верхней лицевой поверхности солнечных элементов. В то же время нанесение токосъемных контактов на обе поверхности может проводиться одновременно при использовании однократного фотолитографического процесса (одновременная засветка с двух сторон).

Изготовление двусторонних солнечных элементов не сложнее производства солнечных элементов и батарей, прошедших проверку при многолетней эксплуатации в космосе [142]. Изотипный барьер под сетчатым тыльным контактом можно создать ионным подлегированием бором с последующим термическим отжигом [146] или нанесением методом химической пульверизации прозрачной токопроводящей пленки SnO_2 (образование изотипного перехода происходило

Рис. 2.14. Конструкция прозрачного двустороннего солнечного элемента с n^+-p-p^+ или p^+-p-n^+ -структурой

1—3 — слои n^+ , p , p^+ -типа в случае n^+-p-p^+ -структуры и слои p^+ , p , n^+ -типа в случае p^+-p-n^+ -структуры соответственно; 4 — токосъемные контакты; 5 — просветляющие и защитные покрытия; А — солнечное излучение; Б — его инфракрасная составляющая, проходящая сквозь элемент

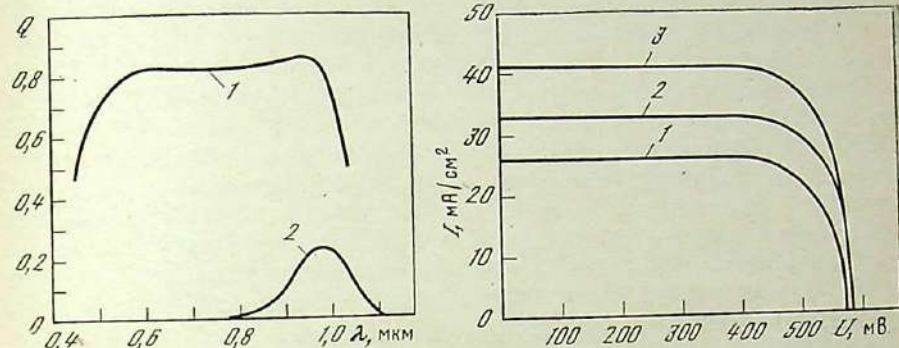
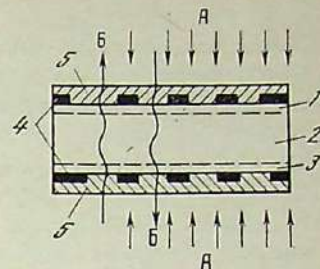


Рис. 2.15. Экспериментальная спектральная зависимость коэффициента сбора прозрачного кремниевого солнечного элемента с n^+-p-p^+ - (1) и n^+-p -структурой (2) при освещении с тыльной стороны ($l_n=0,5$ мкм (с обеих сторон); $L_{p^+}=L_{n^+}=0,5$ мкм; $S_{n,p}/D_{p,n}=10^5$ см⁻¹) при разных параметрах базового слоя

1 — $S_n/D_n=0$, $L_n=450$ мкм, $l_0=300$ мкм; 2 — $S_n/D_n=10^5$ см⁻¹, $L_n=100$ мкм, $l_0=250$ мкм

Рис. 2.16. Вольт-амперные характеристики прозрачного двустороннего солнечного элемента с n^+-p-p^+ -структурой (параметры структуры указаны в подписи к рис. 2.15.), измеренные под имитатором внеатмосферного Солнца с плотностью потока излучения E при температуре 25°С

1 — освещение только тыльной стороны ($E=1360$ Вт/м²); 2 — освещение только верхней стороны ($E=1360$ Вт/м²); 3 — одновременное освещение лицевой ($E=1360$ Вт/м²) и тыльной сторон элемента ($E=420$ Вт/м²)

при этом, вероятно, за счет влияния встроенного электрического заряда) [147].

Для увеличения эффективности двусторонних солнечных элементов с изотипным тыльным переходом желательно использовать при создании базового слоя более высокоомный, чем обычно, материал [146, 147], например перейти от монокристаллического кремния с $\rho=0,5 \div 1,5$ Ом·см к кремнию с $\rho=7,5 \div 10$ Ом·см (или уменьшить толщину базового слоя), что ясно, в частности, из результатов расчетов, выполненных в работах [5, 146]. Определение диффузионной длины неосновных носителей заряда в базовом слое таких солнечных элементов имеет ряд особенностей [92].

Эксперименты показали, что при освещении с тыльной стороны солнечных элементов обычной прозрачной конструкции (см. рис. 2.12) прирост тока и выходной мощности будет составлять не более 0,1–0,2 от исходных значений (это, кстати, подтвердилось в первые часы полета «Венеры-9 и -10») и основное преимущество прозрачных элементов обычной конструкции состоит в уменьшении рабочей температуры солнечных батарей [142]. При расчете теплового режима двусторонних солнечных элементов в космических и наземных условиях удобно применять номограммы и табличные данные, приведенные в работе [148].

Для низколетящих спутников Земли использование двусторонних солнечных элементов с изотипными переходами у тыльной стороны представляет собой значительный резерв мощности [143]. В эксперименте плотности потока солнечного излучения, падавшего на двусторонние элементы с тыльной стороны, составляла 0,3 от плотности потока излучения с верхней лицевой стороны в связи с тем, что среднее альbedo Земли близко к этому значению. Следовательно, результаты проведенных измерений позволяют оценить возможный прирост мощности солнечных батарей, выполненных из двусторонних элементов с изотипным переходом у тыльной поверхности, при установке их на низколетящих спутниках Земли (высота орбиты 200–400 км). Эти результаты были качественно подтверждены затем прямым космическим экспериментом [149]. Среднее альbedo Земли во время этого полета составляло 0,25, а ток двусторонних солнечных батарей был в среднем на 17–18% (а за первые десять витков на $15 \pm 2\%$) больше, чем у односторонних солнечных батарей обычной конструкции.

В заключение следует отметить, что в отличие от солнечных элементов обычной конструкции (см. гл. 1) ток, КПД и выходная мощность двусторонних солнечных элементов обеих конструкций (со вторым $p-n$ -переходом или изотипным барьером у тыльной поверхности) увеличивается при уменьшении толщины базового слоя до 35–50 мкм, что делает перспективным применение этих элементов во всех случаях, когда требуется улучшить удельные характеристики солнечных батарей, например отношение мощности к весу.

2.6. Солнечные элементы сложных структур на основе гомо- и гетеропереходов в арсениде галлия

К арсениду галлия привлечено внимание большого числа исследователей, поскольку в солнечных элементах из этого полупроводника с $p-n$ -переходом в гомогенном материале сразу удалось получить достаточно высокий КПД преобразования солнечного излучения в электроэнергию ($\eta = 4-6\%$) [150, 151]. Создание $p-n$ -перехода осуществлялось диффузией примеси p -типа — кадмия (впоследствии цинка) — в исходные пластины n -типа.

Несмотря на некоторые недостатки (хрупкость, большая плотность), у арсенида галлия имеются несомненные преимущества перед кремнием. В силу большой ширины запрещенной зоны способность арсенида галлия преобразовывать длинноволновое солнечное излучение ограничена (арсенид галлия поглощает излучение с длиной волны менее 0,9 мкм). Однако это же обстоятельство приводит к значительно меньшим значениям обратного тока насыщения $I_0 = 10^{-9} \div 10^{-10}$ А/см² (в то время как у солнечных элементов из кремния $I_0 = 10^{-6} \div 10^{-7}$ А/см²) [69, 70], что, в свою очередь, дает возможность получать большие, чем у кремниевых солнечных элементов, значения напряжения холостого хода U_{xx} (0,7–0,8 В для $p-n$ -перехода в гомогенном материале) и достаточно высокий КПД (10–12% при измерениях на имитаторах внеатмосферного солнечного излучения). Эти же особенности данного полупроводникового материала обуславливают значительно более медленное падение КПД с ростом температуры, составляющее у солнечных элементов из арсенида галлия 0,25%/°C (у кремниевых элементов 0,45–0,46%/°C).

Эти преимущества арсенида галлия были полностью подтверждены в ходе более чем десятилетней эксплуатации солнечных батарей, снабжавших электроэнергией советские межпланетные автоматические аппараты «Луноход-1, -2» [142]. Солнечные батареи из арсенида галлия при температуре 130–140°С на поверхности Луны генерировали выходную электрическую мощность, более чем в два раза превосходившую мощность, ожидаемую по расчетным данным для кремниевых солнечных батарей в этих условиях [142]. В данном случае было особенно важно иметь высокую эффективность батарей, поскольку решение задачи осложнялось ограниченной площадью, на которой могла быть размещена солнечная батарея (откидная крышка космического аппарата). На радиатор космического аппарата было нанесено зеркальное теплоотражающее покрытие из радиационно стойких стеклопленок со слоем алюминия или серебра на внутренней поверхности [23]. Отношение интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения α к интегральному коэффициенту собственного теплового излучения поверхности ϵ данного покрытия составляло менее 0,2 [23].

В начале и конце лунного дня при малых углах подъема Солнца над лунным горизонтом солнечное излучение, отражаясь от зеркального радиатора, попадало на откинутую крышку космического аппарата. В эти моменты с помощью телеметрической информации было четко зафиксировано увеличение тока солнечных батарей и повышение их температуры от 120 до 140°С [142]. Радиатор использовался одновременно как своеобразный концентратор-отражатель.

Такие солнечные элементы с $p-n$ -переходом в гомогенном арсениде галлия целесообразно устанавливать на космических аппаратах, направляемых как в сторону Солнца, так и к дальним планетам

Солнечной системы [19, 106]. При росте фототока за счет увеличения плотности падающего потока излучения (например, при приближении к Венере или Меркурию) и уменьшении исходного значения обратного тока насыщения I_0 температурный градиент мощности элементов может составить $0,15\%/^{\circ}\text{C}$, что в три раза меньше, чем у кремниевых солнечных элементов обычной конструкции. Эффективность использования солнечных элементов из арсенида галлия в условиях низкой освещенности (не только в космосе, но и в земных условиях, например для создания высокочувствительных фотокиноэксфонометров, а также малогабаритных солнечных батарей для электронных часов и калькуляторов) также связана с малыми значениями I_0 , крутой люкс-амперной характеристикой, резким ростом $U_{\text{х.х}}$ и напряжения нагрузки при небольшом увеличении потока излучения в области весьма низкой освещенности (от нескольких единиц до десятков люкс).

Следует сказать, что основные пути усовершенствования солнечных элементов с $p-n$ -переходом в гомогенном кремнии и арсениде галлия практически совпадают: дальнейшее уменьшение глубины залегания $p-n$ -перехода до диапазона $0,1-0,2$ мкм; увеличение диффузионной длины неосновных носителей заряда в базовом слое; использование встроенных электростатических тянущих полей и дополнительных изотипных барьеров и $p-n$ -переходов; оптимизация контактной системы, особенно для работы в условиях концентрированных световых потоков, создаваемых с помощью параболических зеркальных отражателей или плоских линз Френеля. Для солнечного элемента из гомогенного арсенида галлия с мелкозалегającym $p-n$ -переходом получено $\eta=21,1\%$ при освещении солнечным излучением со спектром наземного Солнца в условиях АМ1 при степени концентрации 24 и $\eta=16,9\%$ при степени концентрации 325 [152]. При однократном потоке солнечного излучения со спектром АМ1 и температуре 80°C у таких элементов $\eta=15,4\%$, а $U_{\text{х.х}}=0,97$ В.

Компоненты, образующие полупроводниковый материал арсенид галлия, входят еще в целый ряд двойных, тройных и четверных полупроводниковых соединений [153] с близкой к арсениду галлия постоянной кристаллической решетки, но различной шириной запрещенной зоны, зависящей от химического состава соединения. Тем самым открывается возможность образования на поверхности солнечных элементов из гомогенного арсенида галлия слоя другого полупроводникового соединения путем создания гетероперехода, причем в силу близости постоянных решетки контактирующих материалов в таком гетеропереходе будут отсутствовать механические напряжения и рекомбинационные центры. В то же время плавное изменение химического состава и, следовательно, ширины запрещенной зоны E_g по глубине верхнего слоя гетероперехода позволяет создать так называемую варизонную структуру. Можно, например, получить структуру, в которой значение E_g у поверхности велико и уменьшается в глубину, — оптимальный случай для элементов, преобразующих сол-

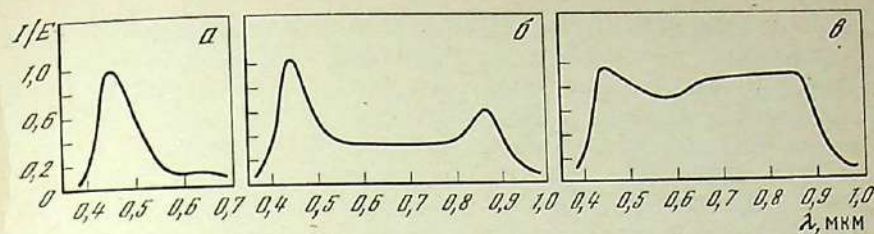


Рис. 2.17. Спектральная чувствительность солнечных элементов с гетеропереходом GaP—GaAs и варизонной структурой между GaP и GaAs при расположении $p-n$ -перехода в GaP (а) и на разной глубине в слое варизонной структуры (б, в)

нечное излучение [63, 84], поскольку фотоны ультрафиолетового или коротковолнового видимого излучения с большой энергией поглощаются в самых верхних слоях элементов.

Такие гетероструктуры служат не только для изменения (как правило, расширения) спектральной чувствительности; они позволяют создавать в солнечных элементах из арсенида галлия значительные тянущие электростатические поля как за счет градиента распределения легирующей примеси по глубине элемента (что является единственным возможным способом получения тянущих полей в случае кремниевых солнечных элементов), так и за счет градиента ширины запрещенной зоны полупроводника.

Один из наиболее простых и оригинальных технологических приемов создания такой плавной варизонной структуры на поверхности солнечного элемента из арсенида галлия рассмотрен в работе [154]. При этом для получения структуры использовали не жидкостную или газовую эпитаксию, а хорошо отработанную технику термодиффузии. Для изготовления солнечного элемента использовали пластинку из арсенида галлия n -типа (с $N_n=1\div 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ и $\mu_n=3000$ см 2 /(В·с), в которой путем термодиффузии фосфора в эвакуированной кварцевой ампуле (остаточное давление 10^{-6} мм рт. ст.) при температуре выше 900°C создавались поверхностный слой фосфида галлия и тонкая переходная область, состав которой плавно менялся от GaP до GaAs, что соответствовало изменению ширины запрещенной зоны E_g от 2,25 до 1,35 эВ (при комнатной температуре). Общая толщина слоя GaP и переходной варизонной области составляла 5—7 мкм. При последующей термодиффузии акцепторной примеси цинка в полученных структурах по аналогичной методике создавались $p-n$ -переходы, глубину залегания которых можно было регулировать с помощью режимов процесса термодиффузии.

Спектральная чувствительность таких элементов показана на рис. 2.17. Изменение вида кривой спектральной чувствительности объясняется различной глубиной залегания $p-n$ -перехода: на рис. 2.17, а кривая имеет резко выраженный максимум при $\lambda=0,45$ мкм, что обусловлено залеганием $p-n$ -перехода в приповерх-

постном слое GaP; на рис. 2.17, б, в — два максимума (коротковолновый при $\lambda=0,45$ мкм и длинноволновый при $\lambda=0,85$ мкм), что соответствует залеганию $p-n$ -перехода в области переменного состава между фосфидом и арсенидом галлия. Следовательно, спектральную чувствительность таких солнечных элементов можно направленно изменять в интервале длин волн от 0,45 до 0,85 мкм. При большой глубине термодиффузии цинка и расположении $p-n$ -перехода в чистом арсениде галлия на кривой спектральной чувствительности остается практически один максимум при 0,85 мкм (на рис. 2.17 этот случай не показан). Напряжение холостого хода U_{xx} солнечных элементов на основе гетероструктуры фосфид галлия—арсенид галлия достигало 0,8 В, однако КПД не превышал 4–5%.

В дальнейшем было обнаружено, что в силу практически полного соответствия постоянных решетки гетеропереход в системе твердый раствор алюминия в арсениде галлия—арсенид галлия обладает весьма малой плотностью состояний и центров рекомбинации на границе раздела [155], благодаря чему в этих структурах обеспечивается двустороннее собирание носителей заряда с высоким квантовым выходом. На основе такой гетероструктуры был создан солнечный элемент с $\eta=11\%$ при измерениях на импедансе внеатмосферного солнечного излучения [116].

Наибольшее распространение нашли солнечные элементы на основе гетеросистем $p-Ga_{1-x}Al_xAs-p-GaAs-n-GaAs$, получаемых методом жидкостной или газовой эпитаксии с одновременной термодиффузией акцепторной примеси цинка, в которых основной $p-n$ -переход, разделяющий носители заряда, расположен в базовой пластине из арсенида галлия, а слой твердого раствора алюминия в арсениде галлия выполняет роль широкозонного окна-фильтра и благодаря изотипному $p-p$ -переходу на поверхности арсенида галлия практически устраняет потери на поверхностную рекомбинацию [116, 117, 156–164].

Толщина и химический состав широкозонного фильтра могут меняться, существенно влияя на свойства получаемых солнечных элементов. Например, при увеличении толщины этого слоя, а также слоя $p-GaAs$ и степени легирования обоих слоев резко уменьшается последовательное сопротивление элементов (и становится выгодно использовать их при больших концентрациях потока солнечного излучения) [160]; при уменьшении толщины верхних слоев элементов практически исчезают оптические потери на поглощение в этих слоях [158]. Изменение химического состава слоя окна (в частности, содержания алюминия в нем) позволяет создать на поверхности варизонную структуру, помогающую собиранию носителей заряда, рождаемых коротковолновым светом в верхних слоях солнечных элементов. Для расчета и оптимизации оптических и электрических свойств солнечных элементов на основе таких гетероструктур прежде всего необходимо знать зависимость ширины запрещенной зоны и характера оптических переходов в основной по-

лосе поглощения от состава материала, а также оптические константы полупроводниковых слоев.

Оптические константы монокристаллического и пленочного арсенида галлия приведены в работах [28, 29, 158], твердого раствора алюминия в арсениде галлия — в публикациях [158–160], зависимость ширины запрещенной зоны этого соединения от его состава — в статье [165], где указано, что для полупроводникового соединения $Al_xGa_{1-x}As$ при $x \leq 0,4$ характерны прямые оптические переходы, а в области $0,4 \leq x \leq 0,8$ (предел химической устойчивости соединения) спектральная зависимость коэффициента поглощения имеет вид, типичный для непрямого перехода. Тем самым перед разработчиками элементов открывается возможность уменьшить поглощение излучения в слое твердого раствора путем использования для материала окна-фильтра тонкого слоя с большим значением x или варизонной структуры малой толщины (предпочтительно с небольшим значением x у поверхности твердый раствор—воздух и высоким значением x у границы раздела твердый раствор—арсенид галлия). При этом необходимо отметить, что в случае достаточно толстых слоев твердых растворов, получаемых технологически достаточно просто и имеющих преимущества с точки зрения создания надежных электрических контактов, целесообразно применять твердые растворы с обратной зависимостью состава от глубины или просто равномерные слои со сравнительно высоким значением x [160].

На рис. 2.18 представлены зависимости ширины запрещенной зоны $Al_xGa_{1-x}As$ от состава данного полупроводникового соединения (от величины x) для случая прямых оптических переходов при любых значениях x (кривая 1) и для смешанной модели — прямых оптических переходов при $x \leq 0,4$ и непрямых при $x \geq 0,4$ (кривая 2) [160, 165]. На рис. 2.19 показаны спектральные зависимости коэффициента поглощения $Al_xGa_{1-x}As$ для прямых (кривая 1) и непрямых (кривая 2) оптических переходов, использованные для расчетов коэффициента собирания в работе [160], и аналогичная зависимость для того же соединения при $x=0,86$ (кривая 3), предложенная в работе [158] для смешанной модели переходов.

Влияние толщины и состава верхних слоев на оптические характеристики и КПД солнечных элементов с широкозонным окном-фильтром из $Al_xGa_{1-x}As$ и $p-n$ -переходом в находящемся под ним монокристаллическом арсениде галлия можно проследить, сравнивая результаты работ, проведенных различными исследователями. На рис. 2.20 представлены экспериментальные спектральные зависимости коэффициента собирания носителей заряда солнечного элемента из арсенида галлия обычной конструкции с гомогенным $p-n$ -переходом (кривая 1) и гетероструктурой на поверхности (кривая 2) [117]. Солнечный элемент с гетероструктурой имел следующий состав и толщину слоев: $p-Ga_{0,3}Al_{0,7}As$ (8 мкм), $p-GaAs$ (0,7 мкм) и $n-GaAs$ (300 мкм). Такие солнечные элементы позволили получить при измерениях в наземных условиях КПД более 20%. В то же

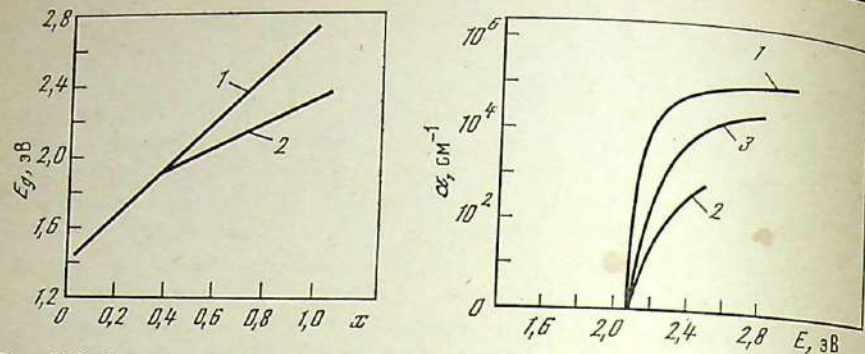


Рис. 2.18. Зависимость ширины запрещенной зоны полупроводникового соединения $Al_xGa_{1-x}As$ от его состава для различных видов оптических переходов 1 — прямые; 2 — смешанные

Рис. 2.19. Спектральная зависимость коэффициента поглощения $Al_xGa_{1-x}As$ при прямых (1) и не прямых (2) оптических переходах и для соединения с фиксированным составом при $x=0,86$ (3)

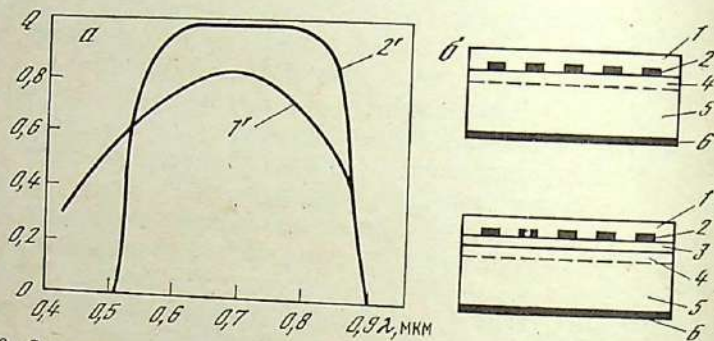


Рис. 2.20. Спектральная зависимость коэффициента сбора (а) солнечных элементов на основе арсенида галлия с однородным $p-n$ -переходом (1') и гетеропереходом $p-Ga_{0,3}Al_{0,7}As-pGaAs-n-GaAs$ (2') и схема расположения слоев в элементах обоих типов (б)
1 — просветляющие и защитные покрытия; 2 — верхний токосъемный контакт; 3 — широкозонное окно-фильтр из слоя твердого раствора $p-Al_xGa_{1-x}As$; 4 — $p-GaAs$; 5 — базовый слой $n-GaAs$ толщиной 250—300 мкм; 6 — тыльный контакт

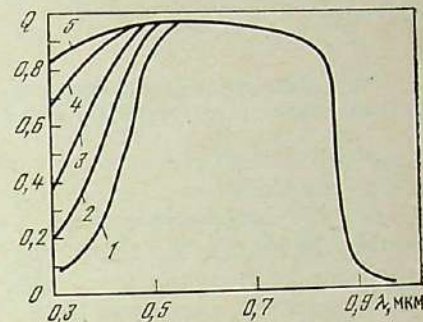
время в силу сравнительно большой толщины широкозонного окна-фильтра и низкого последовательного сопротивления эти элементы можно эффективно использовать при повышенной плотности потока солнечного излучения. Однако по этой же причине коротковолновый край спектральной чувствительности таких солнечных элементов соответствует 0,51—0,52 мкм (см. рис. 2.20).

Расчетная оптимизация параметров солнечных элементов на основе арсенида галлия с гетеропереходами, проведенная, например, в работах [158, 160, 166], показала, что, уменьшая толщину верхнего слоя твердого раствора и изменяя его состав (увеличивая со-

держание алюминия), можно значительно расширить спектральную чувствительность таких элементов в коротковолновую область спектра. Расчетные спектральные зависимости коэффициента сбора солнечных элементов данного типа при разной толщине слоя твердого раствора $Al_{0,86}Ga_{0,14}As$ и следующих параметрах элементов: толщина слоев $p-GaAs$ и $n-GaAs$ 1,5 мкм и 250 мкм соответственно, концентрация носителей заряда во всех слоях $(1 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; в верхнем слое твердого раствора диффузионная длина $L_n=0,5$ мкм, подвижность носителей заряда $\mu_n=250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; в $p-GaAs$ слое

Рис. 2.21. Спектральная зависимость коэффициента сбора солнечных элементов структуры $p-Al_{0,86}Ga_{0,14}As-p-GaAs$ (толщиной $l=1,5$ мкм) — $n-GaAs$ ($l=250$ мкм) при разной толщине верхнего слоя твердого раствора

- 1 — 1,0 мкм;
- 2 — 0,5;
- 3 — 0,25;
- 4 — 0,1;
- 5 — 0,05 мкм



$L_n=5$ мкм, $\mu_n=2500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; в $n-GaAs$ слое $L_p=0,5$ мкм, $\mu_p=150 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, представлены на рис. 2.21 [166].

Следует отметить, что высокие значения коэффициента сбора данных элементов в длинноволновой области (при $\lambda=0,6 \div 0,9$ мкм) объясняются сравнительно большим значением диффузионной длины носителей в $p-GaAs$ (более чем в три раза превышающим толщину слоя).

Эксперимент подтверждает результаты расчетов. Вольт-амперная нагрузочная характеристика экспериментальных солнечных элементов [167] говорит о том, что их КПД в условиях наземного Солнца уже заметно превышает 20% и может быть увеличен до 25%, например, за счет использования очень тонких верхних слоев твердого раствора с плавно меняющимися по глубине химическим составом и шириной запрещенной зоны, образующих варизонную структуру [166, 168].

2.7. Тонкопленочные солнечные элементы

Преобразование солнечной энергии в электрическую в элементах, изготовленных из полупроводниковых материалов с прямыми оптическими переходами, происходит в поверхностном слое глубиной не более 10 мкм, причем основная часть излучения поглощается в слое глубиной всего 2—3 мкм (см., например, рис. 1.1, кривая 2 и рис. 1.24, б). Обычно в качестве исходного материала для создания

таких элементов использовались базовые пластины толщиной 250–300 мкм (см. рис. 2.20, б), что не оправдано ни с физической, ни с экономической точек зрения и объясняется лишь большими технологическими трудностями и высоким процентом брака, возникающего в производстве при попытках уменьшить толщину хрупких базовых пластин из монокристаллов арсенида галлия и прямозонных полупроводников. Вполне закономерным является в связи с этим стремление многих исследователей получить тонкие пленки полупроводниковых материалов с прямыми оптическими переходами, чтобы создавать на их основе эффективные и дешевые солнечные элементы.

Тонкопленочные солнечные элементы на основе гетероструктуры сульфид меди—сульфид кадмия

Лидирующее положение среди тонкопленочных солнечных элементов заняли различные гетероструктуры на основе тонких пленок соединений $A^{IV}B^{VI}$, особенно сульфида кадмия [169, 170]. В первых солнечных элементах из этого полупроводникового материала [171] для создания разделяющего барьера на поверхность сульфида кадмия наносились полупрозрачные слои серебра, меди, золота или платины. Практически все последующие солнечные элементы были получены на основе гетероперехода сульфид меди—сульфид кадмия, причем сульфид меди образовывался путем замещения атомов кадмия атомами меди в ходе химической реакции (при температуре 90–95° С) сульфида кадмия с однохлористой медью в жидкой [172, 173] или твердой фазе [174]. В последнем случае однохлористая медь предварительно наносилась на поверхность пленок сульфида кадмия напылением в вакууме.

Первый метод называется «мокрым». При его использовании поверхность солнечных элементов и самого гетероперехода носит развитый характер из-за многочисленных углублений и выступов зерен, увеличившихся в ходе химического травления. Это обстоятельство уменьшает коэффициент отражения света от поверхности солнечных элементов, но увеличивает обратный ток насыщения.

По второму методу, получившему название «сухого», образуется почти планарный гетеропереход, плоскопараллельный по отношению к подложке, но фоточувствительность пленок сульфида меди, получаемых в ходе реакции в твердой фазе, несколько уступает фоточувствительности пленок, образующихся «мокрым» способом.

Различают два типа тонкопленочных солнечных элементов на основе распространенной гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия: тыльно-барьерный и фронтально-барьерный [13, 19].

При фронтально-барьерной конструкции пленка сульфида кадмия осаждается в квазизамкнутом объеме в вакууме на подогреваемую до 200–300° С подложку из молибденовой фольги, полиимидной пленки или медной фольги, покрытой слоем цинка. Затем «сухим»

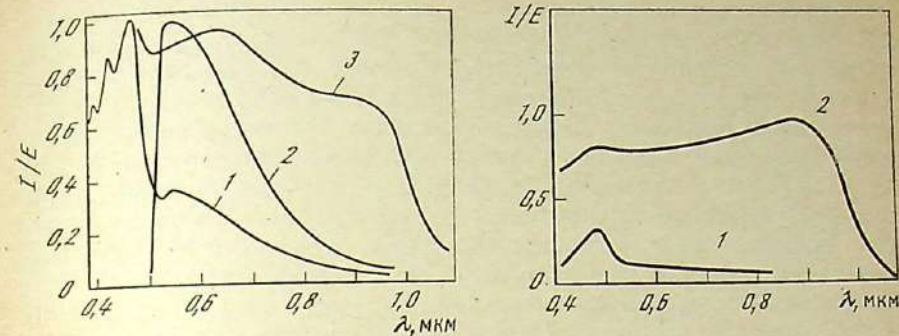
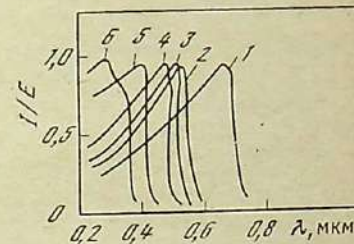


Рис. 2.22. Спектральная чувствительность фронтально-барьерного (1, 3) и тыльно-барьерного (2) солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия при различной толщине слоя сульфида меди 1, 2 — сотни ангстрем; 3 — тысячи ангстрем

Рис. 2.23. Спектральная чувствительность фронтально-барьерного солнечного элемента на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия с нанесенными медными токоотъемными контактами 1, 2 — до и после термообработки соответственно

Рис. 2.24. Спектральная чувствительность фронтально-барьерных солнечных элементов, полученных испарением в вакууме слоя селенида (1) и сульфида (2–6) меди на базовые слои из различных полупроводниковых соединений

1, 2 — CdS; 3 — $Zn_{0.1}Cd_{0.9}S$;
4 — $Zn_{0.15}Cd_{0.85}S$; 5 — $Zn_{0.4}Cd_{0.6}S$;
6 — ZnS



или «мокрым» способом создается слой сульфида меди. Контакт к этому слою наносится в виде сетки из медных полос, испаряемых в вакууме через трафаретные маски, или создается приклейкой с помощью токопроводящей пасты позолоченной медной сетки (или ее прижимом липким слоем защитной полимерной пленки).

При изготовлении тыльно-барьерных солнечных элементов на подогреваемую стеклопленку или пластину из стекла с прозрачным токопроводящим слоем оксидов олова SnO_2 и индия In_2O_3 (ITO) или станината кадмия Cd_2SnO_4 [175] тем же способом наносится слой сульфида кадмия и так же создается гетеропереход сульфид меди—сульфид кадмия, причем контакт к слою сульфида меди в этом случае может быть сплошным, полученным испарением слоя меди, поскольку тыльно-барьерный тонкопленочный элемент освещается со стороны стекла.

Толщина слоя сульфида кадмия обычно составляет от 2 до 40 мкм, слоя сульфида меди от 0,05 до 0,15 мкм. Ширина запрещенной зоны сульфида меди 1,2 эВ, сульфида кадмия 2,4 эВ [176];

спектральная чувствительность тыльно-барьерных элементов (рис. 2.22, кривая 2) в коротковолновой области отсутствует — в данном случае, верхний по отношению к свету слой сульфида кадмия служит окном-фильтром, поглощающим практически все излучение с длиной волны короче 0,5 мкм. Спектральная чувствительность фронтально-барьерного солнечного элемента на основе гетеросистемы сульфид меди — сульфид кадмия (кривая 1) и тыльно-барьерного (кривая 2), получена для изготовленных «мокрым» способом элементов со слоем сульфида меди толщиной несколько сотен ангстрем [177]. При увеличении толщины слоя сульфида меди до 0,15 мкм спектральная чувствительность фронтально-барьерных элементов в длинноволновой области спектра, как показывают измерения, проведенные в ряде работ [138, 172, 178], резко увеличивается (см. рис. 2.22, кривая 3). Эффект влияния на спектральную чувствительность фронтально-барьерного солнечного элемента на основе гетеросистемы сульфид меди — сульфид кадмия термообработки, проведенной после изготовления элемента и нанесения контактных медных полос на его рабочую поверхность, хорошо виден на рис. 2.23 [179].

Вероятно, происходящая при термообработке диффузия атомов меди из контактов в поверхностный слой элементов улучшает как стехиометрический состав слоя сульфида меди, так и его фоточувствительность. Положение длинноволнового края чувствительности элементов до термообработки (см. рис. 2.23, кривая 1) соответствует краю поглощения сульфида кадмия ($E_g=2,4$ эВ). Это дает основание предположить, что коротковолновая область чувствительности фронтально-барьерных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди — сульфид кадмия обусловлена сульфидом кадмия, в то время как за чувствительность во всех остальных интервалах спектра отвечает слой сульфида меди. Аналогичное усиление влияния термообработки после предварительного нанесения на поверхность элементов полупрозрачной пленки меди было отмечено также в работе [138].

Модель такого солнечного элемента и его зонная диаграмма, основанная на практически полном поглощении света в сульфиде меди, представлена в работах [176, 180]. Образованные светом в вырожденном $p\text{-Cu}_2\text{S}$ -слое (роль акцепторов в нем играют вакансии меди, легирующие этот слой до концентрации дырок 10^{19} см $^{-3}$) избыточные неосновные носители заряда — электроны — диффундируют через гетеропереход или переносятся полем слоя объемного заряда в сульфид кадмия. Предположение о преобладающем влиянии сульфида меди на фототок, генерируемый солнечными элементами данного типа, было подтверждено экспериментами по постепенному удалению этого слоя в процессе травления поверхности элементов, сопровождавшемся резким падением их длинноволновой чувствительности.

Пленки сульфида меди, напыленные в вакууме на поверхность слоев сульфида кадмия, до термообработки практически не обладают фоточувствительностью и могут служить лишь прозрачными

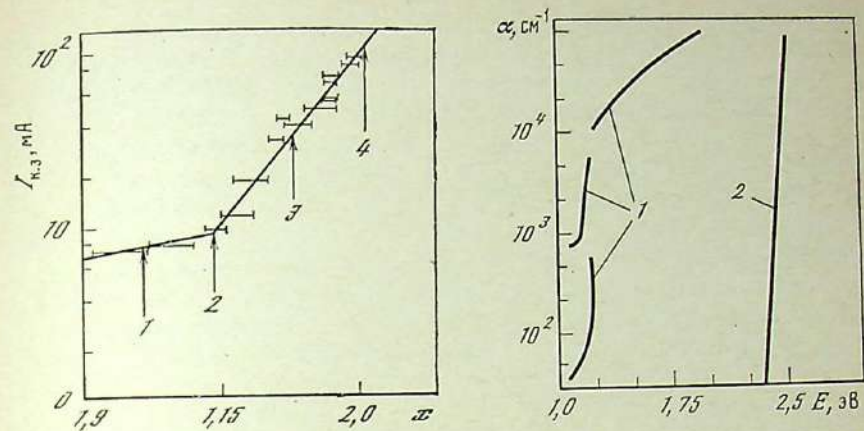


Рис. 2.25. Зависимость тока короткого замыкания фронтально-барьерного тонкопленочного элемента на основе гетеросистемы сульфид меди — сульфид кадмия от содержания меди в сульфиде меди при разном структурном составе этого слоя

1 — дюрлит+дигенит; 2 — дюрлит; 3 — халькоцит+дюрлит; 4 — халькоцит

Рис. 2.26. Спектральная зависимость коэффициента поглощения сульфида меди (1) и сульфида кадмия (2)

токоусъемными контактами к гетеропереходу [181]. Чувствительность элементов в этом случае практически полностью определяется составом и свойствами базового слоя, которые могут быть изменены, например, добавлением к сульфиду кадмия некоторого количества такого широкозонного полупроводникового материала, как сульфид цинка с $E_g=3,66$ эВ [170]. Эта особенность напыленных в вакууме слоев сульфида меди была использована для создания серии детекторов ультрафиолетового и видимого излучения с плавно изменяющейся спектральной чувствительностью (рис. 2.24) [181]. Состав слоя сульфида меди во многом определяет значение тока короткого замыкания тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди — сульфид кадмия [138]. Из экспериментальной зависимости $I_{н.з}$ таких солнечных элементов от содержания меди в слое сульфида меди (от x в формуле Cu_xS) и от структурного состава соединения (рис. 2.25) [138] видно, что для получения высококачественных солнечных элементов этой структуры следует стремиться к образованию на поверхности сульфида кадмия слоя сульфида меди, возможно, более близкого по составу к халькоциту.

В работе [182] аналогичная зависимость от x в формуле Cu_xS представлена для напряжения холостого хода солнечных элементов в системе сульфид меди — сульфид кадмия.

В связи со столь явно выраженным влиянием слоя сульфида меди на свойства тонкопленочных солнечных элементов данной структуры большое внимание исследователей привлекает изучение

оптических характеристик сульфида меди, знание которых необходимо как для расчета коэффициента собирания и КПД элементов, так и для выбора оптимальных просветляющих и защитных покрытий. На рис. 2.26 представлены суммированные в работах [173, 183] наиболее достоверные данные по спектральной зависимости коэффициента поглощения в сульфиде меди и сульфиде кадмия.

Спектральные зависимости других оптических констант — показателей преломления и поглощения (n и k соответственно) — сульфида меди были рассчитаны из данных по отражению и пропусканию тонких слоев ($l=625\div 650 \text{ \AA}$) этого соединения для основного спектрального интервала чувствительности солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия [23]:

λ , мкм	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
n	1,0	1,3	2,2	2,3	2,2	2,1	2,0
k	1,6	0,8	0,2	0,4	0,6	0,9	1,4

Эти данные близки к полученным в работе [184] для кристаллов дигенита. Оптические константы сульфида кадмия и других традиционных полупроводниковых материалов приведены в монографии [25] и ряде справочных изданий, например в публикации [185].

Экспериментально полученные в разных странах тонкопленочные солнечные элементы на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия в основном (при измерениях на наземном Солнце) имеют КПД 4–7% [177–183], однако уже получены элементы с КПД 10% при измерениях на имитаторе наземного Солнца со спектром AM1 [186]. Для такого резкого увеличения КПД были использованы предложенные ранее усовершенствования, в частности сочетание напыленных контактов к сульфиду меди с контактной сеткой, приклеенной к ним токопроводящей пастой, что резко снижает последовательное сопротивление элементов [176, 183]. Кроме того, слой сульфида меди был создан не «сухим» способом, позволяющим увеличить U_{xx} до 0,58 В, но повышающим потери на отражение, а «мокрым», однако концентрация соляной кислоты в растворе, травящем поверхность сульфида кадмия перед обработкой в однохлористой меди, была уменьшена с 55 до 25% и одновременно было увеличено время травления с 2 до 20–40 с при 60° С. В результате высота выступов пирамидальной формы на поверхности готовых элементов не превышала 1 мкм, что позволило резко уменьшить потери на отражение, получить $I_{кс.з}=22,2\div 24,7 \text{ мА/см}^2$ и в то же время сохранить U_{xx} на уровне 0,54–0,58 В при высоком коэффициенте заполнения вольт-амперной характеристики.

Некоторые из путей дальнейшего увеличения КПД тонкопленочных элементов основаны на использовании структур, оказавшихся столь эффективными при улучшении характеристик солнечных элементов из кремния или арсенида галлия. В частности, дополнительное легирование сульфида меди с поверхности атомами меди позво-

ляет получить структуру p^+p -типа в верхнем слое, а при легировании сульфида кадмия цинком, кадмием или алюминием образуется двухслойная структура $n-n^+$ -типа в базовом слое. Добавляя к сульфиду кадмия сульфид цинка, можно создать плавную варизонную структуру в базовом слое и уменьшить различие постоянных кристаллической решетки полупроводниковых материалов, составляющих гетеропереход [176, 178, 181, 183, 187]. При термообработке готовых элементов на воздухе при 200° С на поверхности сульфида меди, возможно, образуется слой широкозонного полупроводникового материала $\text{Cu}_x\text{S}_y\text{O}_{1-y}$, выполняющего ту же роль, что и слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в солнечных элементах с гетеропереходами на основе арсенида галлия [188].

Однако имеются направления усовершенствования параметров, характерные и специфичные именно для солнечных элементов данного типа. Например, замена слоя Cu_2S слоем InP или CuInSe_2 [189, 190] приводит к значительному увеличению коэффициента собирания, уменьшению плотности состояний в области гетероперехода (постоянные кристаллической решетки сульфида кадмия и этих материалов весьма близки), а при использовании вместо сульфида меди теллурида хрома удается существенно улучшить стабильность характеристик тонкопленочных элементов во времени [191], хотя, конечно, основную роль в увеличении срока службы таких элементов при длительной эксплуатации играет применение многослойных просветляющих и защитных покрытий [23]. Для увеличения производительности процесса получения слоя сульфида кадмия и его удешевления ведутся исследования по замене испарения в квазизамкнутом объеме нанесением методом химической пульверизации на воздухе [192] или с помощью газотранспортных реакций [193].

Электрофизические и оптические свойства большого числа гетеросистем на основе полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$, предложенных для создания тонкопленочных солнечных элементов, таких, как $p\text{-ZnTe}-n\text{-CdSe}$, $p\text{-ZnTe}-n\text{-CdTe}$, $p\text{-CdTe}-n\text{-CdS}$, $p\text{-CdTe}-n\text{-ZnSe}$, $p\text{-CdTe}-n\text{-CdZnS}$ и др., достаточно подробно описаны, например, в монографиях [169, 170]. У солнечных элементов на основе этих систем КПД пока еще ниже, чем у гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия, однако некоторые из них, например солнечные элементы структуры $p\text{-CdTe}-n\text{-CdS}$, привлекают внимание низким температурным градиентом падения мощности и стабильностью характеристик [194].

Существуют планы широкомасштабного использования тонкопленочных солнечных элементов гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия (и ее модификаций) в наземной солнечной энергетике, однако в настоящее время эти элементы применяют на практике в основном как малогабаритные и очень чувствительные детекторы ультрафиолетового излучения Солнца и источников света [178, 181]. Успешно проведенные испытания этих элементов на стабильность в условиях космического пространства [23] говорят

о возможности создания на их основе гибких, солнечных батарей с высоким КПД (по сравнению с КПД батареи из монокристаллических кремниевых или арсенидо-галлиевых солнечных элементов), но с довольно большим отношением мощности к весу.

Тонкопленочные солнечные элементы на основе аморфного кремния

В последнее время большое число исследований посвящено тонкопленочным солнечным элементам на основе аморфного кремния, так называемого α -Si, — интересного полупроводникового материала, который получается в основном разложением соединений кремния в высокочастотном разряде в вакууме. Достаточно полный обзор стремительно развивающихся начиная с 1969—1970 гг. работ по созданию солнечных элементов на основе α -кремния дан в работе [195]. В первых исследованиях было показано, что число состояний и рекомбинационных центров в запрещенной зоне аморфного кремния, полученного в разряде, на несколько порядков меньше, чем в кремнии, нанесенном на различные подложки методом испарения в высоком вакууме. Улучшению свойств аморфного кремния помогает включение в состав материала от 5 до 50 ат. % водорода, в результате чего образуется практически сплав кремния и водорода, что, в свою очередь, облегчает легирование материала фосфором или бором для создания проводимости n - или p -типа соответственно. В таком кремнии сохранен ближний порядок атомов, благодаря чему структура элементарной ячейки одинакова как для кристаллического, так и для аморфного состояний, а оборванные связи, обуславливающие отсутствие дальнего порядка, частично восстанавливаются с помощью элементов с положительным электронным сродством, подходящих по радиусу атома, например таких, как водород. Изучаются возможности дальнейшей модификации оптических и электрофизических свойств данного материала и улучшения его стабильности путем легирования фтором и углеродом [196].

Основным достоинством данного материала является высокий коэффициент поглощения α , более чем на порядок превышающий α монокристаллического кремния [197, 198]. На рис. 2.27 представлена зависимость $\alpha(\lambda)$ для аморфного кремния [198]. Практически все фотоактивное для данного материала солнечное излучение поглощается в нем на глубине 1,5—2,0 мкм, что позволяет использовать для изготовления солнечных элементов в 50—100 раз меньше дорогого полупроводникового материала.

Однако результаты исследований аморфного кремния показали, что из-за малых значений времени жизни и диффузионной длины носителей заряда ($L=0,05 \div 0,1$ мкм) в этом материале трудно получить на его основе солнечные элементы с высоким КПД. Ширина запрещенной зоны пленок из аморфного кремния составляет от 1,6 до 1,8 эВ в зависимости от условий их осаждения [197, 198]. Самые

высокие значения КПД (от 3 до 7%) получены в настоящее время при использовании для создания солнечных элементов $p-i-n$ -структур и барьеров Шоттки с платиной и хромом. Расширение области объемного заряда в элементах таких конструкций приводит к тому, что большая часть солнечного излучения поглощается непосредственно в этой области и тем самым обеспечивается дальнейший рост КПД. Легирование бором или фосфором способствует увеличению коэффициента поглощения (см. рис. 2.27), однако уменьшает время

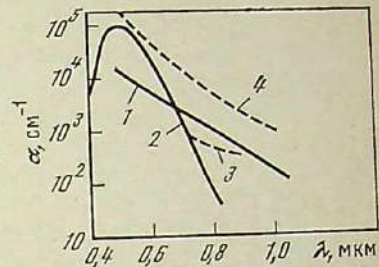


Рис. 2.27. Спектральная зависимость коэффициента поглощения кремния
1 — монокристаллический;
2 — нелегированный аморфный с водородом;
3, 4 — аморфный n - и p -типа соответственно

жизни носителей заряда. В результате солнечный элемент из аморфного кремния на основе $p-n$ - или $p-i-n$ -структуры имеет низкий коэффициент собирания в длинноволновой области спектра и пониженный в коротковолновой при плохом качестве n^+ - и p^+ -слоя [197]. В этом отношении структуры с барьером Шоттки предпочтительнее — в них полнее собираются носители заряда, рожденные светом в тонких поверхностных слоях [199].

Напряжение холостого хода таких элементов достигает 0,8 В, однако плотность генерируемого фототока не превышает 12 мА/см^2 при КПД около 5,5% в условиях измерения на Солнце со спектром AM1 [199].

Еще одна нерешенная проблема в области создания тонкопленочных солнечных элементов из аморфного кремния — уменьшение переходного сопротивления контакт-полупроводниковый слой, которое у многих элементов составляет от 3 до $10 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$, что приводит к ухудшению вольт-амперной характеристики и низким значениям коэффициента ее заполнения.

Использование тянущих электростатических полей, рост проводимости p^+ -слоя при одновременном увеличении его прозрачности, благодаря чему большее количество света будет попадать в слой объемного заряда, многократное отражение света от границ пленки внутри нее, применение отражающих контактов из алюминия, серебра, хрома позволят улучшить свойства перспективных тонкопленочных солнечных элементов из аморфного кремния, например получить $U_{\text{х.х}}$ около 1,1 В и $I_{\text{к.з}}$ порядка $15-20 \text{ мА/см}^2$, что даже при коэффициенте заполнения вольт-амперной характеристики не более 0,6 будет означать достижение КПД около 10%. Увеличения КПД солнечных элементов из аморфного кремния следует добиваться

одновременно с улучшением стабильности их характеристик, ибо фотопроводимость некачественных пленок α -Si:H может уменьшиться в десять раз и более за семь-восемь часов непрерывного освещения, а при нагреве выше 300°C начинается экзодиффузия водорода из пленок, резко ухудшающая их параметры. Улучшению стабильности и качества пленок аморфного кремния способствует трехстадийный метод их получения [200].

Сначала на подложку наносится пленка α -Si, не содержащая водорода (методом испарения в высоком вакууме с помощью

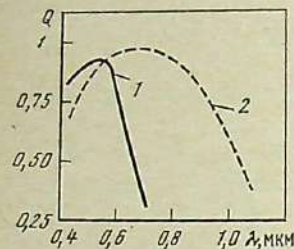


Рис. 2.28. Спектральная зависимость коэффициента сбора кремниевых солнечных элементов

1 — аморфный кремний с p - i - n -структурой и пленкой ИТО со стороны падающего света;

2 — монокристаллический кремний с p - n -переходом на глубине 0,3 мкм

электронного луча или термически). Скорость конденсации этого слоя 2–5 Å/с. Затем проводится отжиг, уплотняющий пленку и уменьшающий количество и объем микропустот. После этого осуществляется гидрогенизация пленок α -Si путем обработки в водородной плазме с использованием сильноточных плазменных источников, позволяющих получить ионы водорода с энергией 20–25 кэВ, насыщающие пленки аморфного кремния водородом на глубину до 0,3 мкм. Такой трехступенчатый метод приводит к получению стабильных пленок аморфного кремния высокого качества, вероятно, за счет практического отсутствия микропустот в пленке.

Стабилизации свойств пленок аморфного кремния и увеличению их фотопроводимости способствует также лазерный отжиг [201, 202], полное легирование [203], подогрев подложки до 200 – 400°C при нанесении пленок [204]. У солнечных элементов с p - i - n -структурой и прозрачным проводящим окном из двуокиси олова КПД достиг 7,5% и, как ожидается, будет поднят до 10% [205].

Несмотря на относительно невысокий КПД, уже в настоящее время небольшие экономичные солнечные батареи, состоящие из восьми последовательно соединенных солнечных элементов из аморфного кремния, вырабатывающих мощность всего лишь $4,5$ мВт/см² при свете люминесцентной лампы (освещенность 300 люкс), широко используются на практике для электропитания малогабаритных электронных часов и калькуляторов со световыми индикаторами на жидких кристаллах [198]. Спектральная чувствительность элементов из аморфного кремния в близкой к ультрафиолетовой области солнечного спектра превосходит чувствительность солнечных элементов из монокристаллического кремния (рис. 2.28) [198] и на-

поминает спектральную зависимость чувствительности человеческого глаза, что делает перспективным применение таких элементов также в фото- и киноэкспонетрах.

2.8. Перспективы удешевления и автоматизации процесса получения солнечных элементов

Широкое использование солнечных элементов в ближайшем будущем не только на борту космических аппаратов, но и в наземной солнечной энергетике, в самых разнообразных отраслях промышленности и сельского хозяйства, в автоматических системах управления, а также в быту сделало актуальной проблему создания полностью автоматизированного производства элементов из дешевых и тонких полупроводниковых слоев.

Решение этой проблемы усложняется тем, что длительное время в стремлении получить максимальное значение КПД и оптимальные оптические и электрические параметры разработчики солнечных элементов не задумывались над необходимостью уменьшения их толщины, не старались удешевить, механизировать и автоматизировать производство солнечных элементов или процесс сборки их в батарею и использовали для создания элементов и батарей самые разнообразные и разнородные физические и химические процессы и операции, например:

при изготовлении кремниевых солнечных элементов высокотемпературной термодиффузии примесей для создания p - n -перехода предшествует химическая очистка поверхности в жидких растворителях и травителях, за впаиванием контактов в атмосфере инертных газов следует нанесение просветляющих покрытий испарением в высоком вакууме;

при производстве элементов из арсенида галлия используются толстые дорогие подложки и трудоемкий процесс жидкостной или газовой эпитаксии для получения слоев твердого раствора алюминия в арсениде галлия;

при изготовлении тонкопленочных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди-сульфид кадмия одновременно применяются «сухой» (нанесение слоев сульфида кадмия на проводящие подложки) и «мокрый» (образование гетероперехода путем химической реакции в жидкой фазе между поверхностным слоем сульфида кадмия и однохлористой медью) методы.

В то же время очевидно, что успешное решение проблемы автоматизации процесса получения солнечных элементов основано на возможности создания технологии производства, включающей небольшое число однородных операций, а для удешевления изготовления элементов требуется переход ко все более тонким и недорогим слоям и широкому применению полимерных материалов (при сохранении, конечно, оптических и электрических свойств элементов на достаточно высоком уровне).

В последнее время в этом направлении произошли существенные изменения, и достижения в создании простой технологии дешевых солнечных элементов наземного применения даже начинают использоваться в производстве солнечных батарей космического назначения [206].

Создается методика получения кремния прямым восстановлением двуокиси кремния; освоен способ непрерывного вытягивания лент кремния, позволяющий исключить из процесса производства трудоемкие и дорогие операции резки, шлифовки, химической и механической полировки пластин кремния; получены просветляющие покрытия, контакты и пленки для легирования методом химической пульверизации. Такая технология может быть названа «химической». В то же время успешно разрабатывается «физическая» технология изготовления солнечных элементов, в которой нанесение просветляющих покрытий, контактов и внедрение легирующей примеси осуществляется ионной бомбардировкой в вакууме, а отжиг образовавшихся при этом дефектов в легированном слое — путем сканирования электронным или лазерным лучом [207], причем эти операции могут непосредственно следовать одна за другой.

Как правило, новые технологические процессы разрабатываются применительно к кремниевым солнечным элементам. Однако значительные успехи достигнуты в улучшении качества и удешевлении солнечных элементов других типов.

Так, применительно к арсениду галлия успешно развивается метод получения тонких (10–15 мкм) слоев этого дорогостоящего материала путем отслаивания от подложки [208].

При эпитаксиальном выращивании пленок арсенида галлия на толстой монокристаллической подложке из него предварительно создается промежуточный слой (толщиной 4–5 мкм) твердого раствора алюминия в арсениде галлия, быстро растворяющийся затем в плавиковой кислоте (в отличие от арсенида галлия), что позволяет легко отделить тонкую пленку от подложки. Для отслаивания тонких пленок или расщепления целых «пакетов» многослойных эпитаксиальных гетероструктур можно использовать также разницу в температуре плавления отдельных слоев.

Удешевлению и улучшению характеристик солнечных элементов на основе гомо- и гетеропереходов в арсениде галлия способствует получение этих структур на относительно дешевых подложках из германия [208] и разработка двусторонних элементов с $p-n$ -переходами на верхней и тыльной поверхностях арсенида галлия [209]. Конструкция таких элементов аналогична ранее созданной для кремниевых солнечных элементов (см. 2.5). При изготовлении тонкопленочных солнечных элементов из арсенида галлия с мелкозалегающим $p-n$ -переходом в гомогенном материале использовались пленки арсенида галлия, полученные методом газовой эпитаксии на кремниевых подложках, предварительно покрытых тонким слоем германия [210]. Такие элементы с n^+-p-p^+ -структурой имели КПД

более 12% при измерении под солнечным спектром в условиях АМ1.

К сожалению, многократные попытки использовать для создания солнечных элементов природные и синтетические органические материалы не привели пока к значительным результатам. Например, для солнечного элемента, выполненного из тонкого слоя (0,1–0,3 мкм) красителя — фталоцианина магния (в качестве контактных слоев использовались пленки меди, золота и серебра, для создания разделяющего барьера применялись полупрозрачные слои алюминия) — получены квантовый выход фотоионизации 33% при $\lambda=0,65$ мкм и заметная спектральная чувствительность в области длин волн 0,5–0,8 мкм, однако КПД таких элементов не достигал 1% [211]. Аналогичный по составу солнечный элемент с фоточувствительным слоем (образованным частицами фталоцианина, диспергированными в полимерной пленке) толщиной 0,8–1,5 мкм и индиевыми контактами может генерировать $I_{к.з.}=0,8$ мА/см², $U_{х.х.}=0,34$ В и имеет КПД порядка 1% в наземных условиях. При увеличении концентрации потока солнечного излучения в 14 раз $I_{к.з.}$ возрастал до 1,5 мА/см², а $U_{х.х.}$ — до 0,5 В. Элемент был собран на стеклянной подложке с прозрачной токопроводящей пленкой.

Вполне возможно также использование в качестве активного фоточувствительного материала органических солнечных элементов природного пигмента — хлорофилла [213]. Оптические и электрические свойства электрохимических солнечных элементов с КПД, не превышающим пока 9%, в которых фоточувствительные полупроводниковые электроды разделены слоем электролита, изучаются многими исследователями. Достаточно подробный обзор этих работ сделан в публикации [214].

Несмотря на заметные успехи на пути удешевления и упрощения технологии создания солнечных элементов, процесс их производства пока еще содержит десятки трудоемких операций. Вероятно, только кардинальное изменение основных этапов получения солнечных элементов позволит в ближайшем будущем полностью автоматизировать их производство. Несколько активно разрабатываемых новых моделей солнечных элементов, возможно, позволят на практике решить эту задачу. Оптические и фотоэлектрические характеристики таких элементов несколько отличаются (в частности, более высокой чувствительностью в ультрафиолетовой области спектра) от характеристик традиционных солнечных элементов с $p-n$ -переходом в гомо- и гетерогенных полупроводниковых материалах.

Большинство таких моделей является той или иной модификацией барьера Шоттки — барьера между полупрозрачным слоем металла и полупроводником [215, 216]. Резкий изгиб зон в полупроводнике на границе с металлом создает разделяющий барьер, необходимый для работы солнечного элемента. Роль полупрозрачного металла могут также выполнять полупрозрачные проводящие окислы из широкозонных полупроводниковых материалов [217, 218].

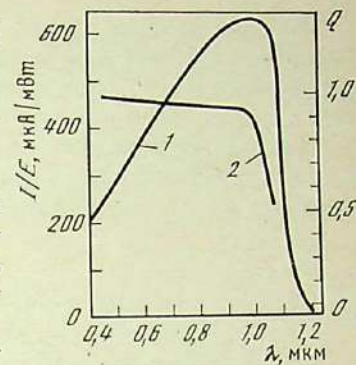
Параметры подобных солнечных элементов были постепенно улучшены и путем оптимизации свойств полупрозрачных металлических пленок доведены до уровня, характерного для монокристаллических кремниевых солнечных элементов с $p-n$ -переходом [219]; дорогостоящие металлические слои (серебро, хром, золото) в случае базового слоя из кремния успешно заменены полупрозрачными слоями недорогого алюминия [220]; резко увеличено напряжение холостого хода и уменьшен обратный ток насыщения в результате введения на границе барьера Шоттки очень тонкой (толщины 10–20 Å) пленки двуокиси кремния [221, 222], выращиваемой предварительно (перед нанесением верхнего полупрозрачного проводящего слоя) на поверхности кремния различными методами: термическим окислением на воздухе или в кислороде при 400° С в течение 20–30 мин, анодным электрохимическим окислением или выдержкой в подогретом до 60–70° С растворе перекиси водорода в течение 2–15 мин [223].

В промежуточном окисном слое обычно существует сильный положительный заряд, однако последующее нанесение проводящей пленки двуокиси олова, содержащей ионы водорода и хлора, компенсирует этот заряд, что дало возможность изготовить таким методом солнечные элементы с $\eta=14\%$ ($I_{к.а.}=36$ мА/см², $U_{к.к.}=0,525$ В, коэффициент заполнения вольт-амперной характеристики 0,74) на монокристаллическом кремнии n -типа [224]. Изгиб зон на поверхности полупроводника и разделяющий барьер можно получить также за счет окисного слоя с сильным встроенным зарядом [225]. Этот инверсионный слой, как, впрочем, и диффузионный легированный слой, может быть использован также для уменьшения скорости поверхностной рекомбинации на освещаемой поверхности; разделение носителей заряда в этом случае осуществляется на p^+ - и n^+ -барьерах к базовому слою, расположенных с тыльной стороны элемента [226, 227], что, кстати, облегчает коммутацию элементов в группы и модули солнечной батареи с помощью печатного монтажа.

Процесс изготовления всех перечисленных моделей солнечных элементов выгодно отличается от высокотемпературной термодиффузии (800–900° С), применяемой для получения $p-n$ -переходов в кремнии, поскольку создание разделяющего барьера требует сравнительно низкой (200–400° С) температуры. Барьеры Шоттки и МОП- или ПОП-структуры (металл-окисел-полупроводник или полупроводник-окисел-полупроводник) могут быть созданы не только на монокристаллических материалах, но и на поликристаллических и ленточных, а также на пленках из аморфного кремния. Нанесение барьеров Шоттки или МОП-структур может быть осуществлено в едином технологическом цикле с получением контактов и просветляющих покрытий двумя способами:

все операции проводятся в одной вакуумной камере или в ряде камер, соединенных шлюзами, с использованием трафаретных масок или «сухой» фотолитографии;

Рис. 2.29. Спектральная зависимость чувствительности (1) и коэффициента сборки (2) солнечного элемента со структурой пленка ИТО—SiO₂—монокристаллический кремний n -типа с удельным сопротивлением $\rho=10$ Ом·см



все операции осуществляются на воздухе или в среде инертного газа методами химической пульверизации, шелкографии, химического или электрохимического нанесения.

Следует, однако, отметить, что высокие значения КПД (12–15% в наземных условиях) солнечных элементов с барьерами Шоттки, а также МОП- и ПОП-структурами получены, как правило, с использованием изотипного $p-p^+$ - или $n-n^+$ -барьера на тыльной стороне базового слоя или подлегированных областей под контактами, образуемых термодиффузией примесей [223–227]. Операция подлегирования вносит, конечно, в процесс изготовления элементов новых моделей стадию, плохо поддающуюся автоматизации. Для получения изотипного барьера в базе солнечных элементов с барьером Шоттки и МОП- или ПОП-структурой осуществлялось сплавление алюминия, предварительно нанесенного на тыльную поверхность термическим испарением в вакууме или на воздухе в виде пасты с органическим связующим [220, 228], а также создавались МОП- и ПОП-структуры, аналогичные тем, с помощью которых изготавливают верхний разделяющий барьер [229, 230]. В частности, слои Al—SiO₂— p -Si использовались для создания разделяющего барьера, а слои Pt—SiO₂— p -Si — тыльного изотипного барьера, причем слой платины мог быть сплошным [227]. Эти усовершенствования говорят о возможности получения изотипных барьеров в базе солнечных элементов в едином автоматизированном технологическом цикле.

Спектральная зависимость чувствительности и коэффициента сборки солнечных элементов из монокристаллического кремния с ПОП-структурой и тонким промежуточным слоем (десятки ангстрем) окисла SiO₂ на поверхности кремния представлена на рис. 2.29 [223]. Верхний прозрачный проводящий слой (пленка ИТО) был нанесен методом химической пульверизации из смеси оксидов индия и олова. Толщина этого слоя 700 Å (при поверхностном слоевом сопротивлении около 120 Ом/□), вследствие чего он одновременно выполнял роль эффективного просветляющего покрытия. У полученных солнечных элементов при измерении на имитаторе внеатмосферного Солнца АМО КПД составлял 10,8%. Это значение может быть существенно увеличено путем скинжения последовательного сопротивления элементов, в частности, за счет оптимизации свойств пленки ИТО, а также размеров и толщины контактной сетки на верхней освещаемой поверхности элементов.

Проводимые испытания стабильности [213] солнечных элементов рассмотренных моделей должны выявить физико-химическую совместимость тонкого промежуточного слоя и барьерного металла или оксида при непрерывном освещении и повышенной температуре. Несомненно, однако, что для обеспечения длительной эксплуатации новых солнечных элементов потребуется тщательная герметизация и защита их от влияния внешней среды.

2.9. Перспективы создания солнечных элементов с максимальными значениями КПД и коэффициента сбора во всей области солнечного спектра

Вероятно, сразу после опубликования первых работ, где предельно достижимые КПД солнечных элементов ограничивались значениями 24–25% [15, 67, 81, 82, 85], начались поиски оригинальных физических идей, которые можно было бы положить в основу новых, более эффективных моделей солнечных элементов, чтобы открыть дорогу исследовательским и практическим работам по реализации таких элементов. Выдвинутые вскоре модели каскадных и многослойных солнечных элементов, элементов с гетеропереходами, встроенными электрическими полями, варизонными структурами [13, 63, 80, 84, 116] долгое время не удавалось проверить в эксперименте, хотя предельный КПД большинства новых моделей поднялся до уровня 30–50%. Благодаря успешной практической реализации многих новых моделей солнечных элементов [5, 77, 117] в эксперименте в наземных условиях был достигнут КПД 17% для дешевых кремневых солнечных элементов, базовый слой которых получен методом литья [232], и от 20 до 25% для элементов на основе гетероструктур в системе твердый раствор алюминия в арсениде галлия — арсенид галлия [161–164, 166–168].

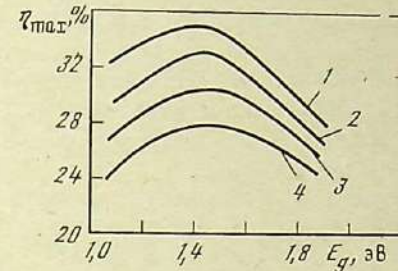
Теоретические исследования, направленные на развитие и усовершенствование модели объемного фотоэффекта в полупроводниковых структурах, рассчитанной применительно к преобразованию солнечной энергии, показали, что если для создания солнечного элемента выбрать варизонную структуру, в которой максимальное значение ширины запрещенной зоны (на поверхности) соответствует крайнему коротковолновому участку солнечного спектра, а минимальное (у разделяющего барьера вблизи тыльной поверхности) — крайнему длинноволновому, а также обеспечить большое отношение подвижностей электронов и дырок, то в таком элементе возможно полное поглощение и преобразование энергии фотонов солнечного спектра в электроэнергию. Таким образом, ограничение предельного значения КПД преобразования оптического излучения Солнца полупроводниковыми солнечными элементами практически было снято, указывалась возможность достижения КПД выше 90% [233–235].

Намечен ряд новых направлений, развитие которых может привести к получению на практике высокого КПД преобразования солнечного излучения непосредственно в электрическую энергию [2, 5, 234].

Из теории следует (и подтверждается экспериментально), что КПД солнечного элемента растет с увеличением интенсивности освещения [19, 164, 166, 234, 236]. В объеме полупроводника возникает

Рис. 2.30. Зависимость максимального КПД солнечного элемента с $p-n$ -переходом в однородном материале от ширины запрещенной зоны полупроводника при различной степени концентрации излучения

1 — 1000;
2 — 100;
3 — 10;
4 — 1 (однократный солнечный поток)



ЭДС Дембера, связанная с разницей в подвижности рожденных светом электронов и дырок и их взаимодействием. Если свет падает на p^+ -слой в солнечном элементе с p^+-p-n^+ -структурой, то ЭДС Дембера совпадает по знаку с фото-ЭДС, генерируемой изотипным барьером, а когда освещается верхний разделяющий барьер n^+-p , ЭДС направлены в противоположные стороны. В связи с этим для получения повышенных значений $U_{x,x}$ полезно освещать двусторонние элементы более интенсивно с тыльной стороны (при больших световых потоках). Число избыточных носителей заряда, возникающих при высокой интенсивности освещения, значительно превосходит их тепловое равновесное количество, определяемое степенью легирования полупроводника, что приводит к уменьшению электрического сопротивления базовой области солнечного элемента за счет явления фотопроводимости. При очень больших (тысячекратных) освещенностях в солнечных элементах может быть получено значение $U_{x,x}$, близкое к потенциалу запрещенной зоны данного полупроводника, выраженному в вольтах. Увеличение КПД солнечных элементов при повышении интенсивности падающего солнечного потока при спектре АМ1 может быть представлено в виде полученной расчетным путем зависимости максимального КПД от ширины запрещенной зоны полупроводника при температуре 300 К (рис. 2.30) [236]. Аналогичная зависимость рассчитана в работе [82] для однократной освещенности.

Только за счет повышения плотности потока солнечного излучения в 1000 раз КПД солнечного элемента из оптимального полупроводникового материала с шириной запрещенной зоны около 1,4 эВ возрастает до 35% (см. рис. 2.30, кривая 1).

Результаты этих расчетов стимулировали исследователей создавать наземные фотогенераторы с солнечными элементами, работающими при весьма высоких степенях концентрации потока, например, в работе [237] до 440 (с перспективой дальнейшего увеличения до уровня 2000–2200).

Если это направление повышения КПД солнечных элементов уже требует решения инженерных и конструкторских задач, связанных с отводом большого количества избыточной теплоты для сохранения температуры элементов на достаточно низком уровне, а также с созданием долговечных концентраторов солнечной энергии со светостойкими покрытиями [23], то два других перспективных способа резкого увеличения КПД преобразования солнечного излучения с помощью солнечных элементов находятся еще на стадии физических исследований в условиях лаборатории. Внешне эти два пути прямо противоположны.

Первый из них требует сильного сужения широкополосного солнечного спектра и затем превращения этого спектрально-преобразованного потока излучения в электрическую энергию с помощью солнечного элемента с $p-n$ -переходом в гомогенном полупроводниковом материале, ширина запрещенной зоны которого точно подходит по энергетическому зазору к спектру направленного на него потока излучения. При сужении спектра КПД солнечного элемента, как известно, резко возрастает, поскольку исчезают потери на нефотоактивное поглощение в длинноволновой области спектра и на тепловое рассеяние избыточной энергии коротковолновых фотонов.

Второй путь связан с созданием каскадной системы из нескольких солнечных элементов, прозрачных в длинноволновой области спектра за краем основной полосы поглощения, причем каждый из них будет эффективно преобразовывать соответствующую часть падающего излучения, в результате чего перекрывается весь спектральный интервал солнечного излучения и тем самым как бы резко расширяется спектральная чувствительность солнечного элемента.

Сузить широкополосное солнечное излучение можно различными путями. Например, направив концентрированный поток солнечной радиации на теплоприемник, выполненный в виде модели черного тела с селективным термостойким излучателем, покрытым окисью эрбия, преимущественно излучающим в области спектра от 1 до 2 мкм [239]. Солнечные элементы из германия [239] или из кремния [240] будут преобразовывать такой спектрально-суженный (практически без потерь) поток солнечного излучения с КПД выше 25%. Для солнечных элементов с большей шириной запрещенной зоны, например из арсенида галлия с гомо- или гетеропереходом, следовало бы разработать селективный тепловой излучатель более коротковолнового участка спектра, что позволило бы получить в эксперименте еще большие значения КПД.

Для сужения солнечного спектра могут быть использованы полупроводниковые светодиоды на основе гетероструктур в арсениде гал-

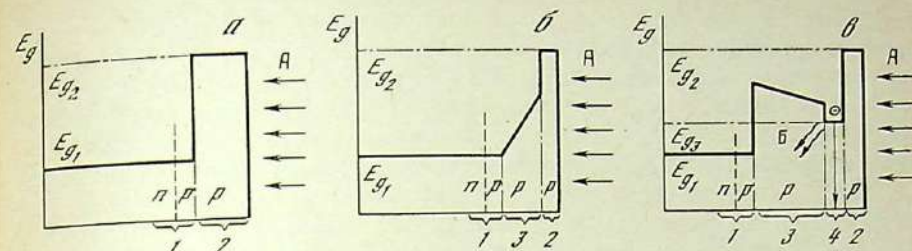


Рис. 2.31. Энергетические зонные диаграммы и схемы расположения слоев в различных солнечных элементах на основе арсенида галлия

a — с переходом в гомогенном материале и широкозонным окном-фильтром на поверхности; *b* — с варизонной структурой в слое окна-фильтра на поверхности; *в* — с переизлучающей структурой между двумя областями окна-фильтра; 1 — $p-n$ -переход в арсениде галлия; 2 — окно-фильтр из твердого раствора алюминия в арсениде галлия; 3 — варизонная структура (переменный по x состав $Al_xGa_{1-x}As$); 4 — переизлучающая структура; А — солнечное излучение; В — люминесценция

лия, преобразующие с почти 100%-ным квантовым выходом коротковолновое излучение в длинноволновое, отвечающее по энергии ширине запрещенной зоны гомогенного арсенида галлия [115, 241]. Было предложено совместить в одном монокристаллическом многослойном солнечном элементе такую переизлучающую структуру с преобразователем оптического излучения в электроэнергию на основе гетероструктуры твердый раствор алюминия в арсениде галлия—арсенид галлия [117, 166].

Энергетические зонные диаграммы различных солнечных элементов на основе арсенида галлия представлены на рис. 2.31. В случае переизлучающей структуры между двумя областями окна-фильтра область, обращенная к свету (область 2), имеет состав $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, а переизлучающая структура (область 4) — состав $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ с постепенным увеличением (область 3) содержания алюминия (до 0,3) по мере приближения к $p-n$ -переходу в арсениде галлия (область 1). В такой структуре спектр fotocувствительности определяется тонкой (толщина менее 1 мкм) верхней областью 2 широкозонного окна-фильтра, а сопротивление растекания снижается благодаря сравнительно толстой (толщина 20–30 мкм) внутренней области 3 окна-фильтра, прозрачной для длинноволнового люминесцентного излучения, испускаемого переизлучающей структурой 4 к $p-n$ -переходу в арсениде галлия (область 1) после поглощения солнечного излучения [117, 166].

Солнечные элементы с переизлучающей структурой между областями окна-фильтра особенно подходят для преобразования солнечного излучения очень высокой интенсивности, ибо имеют широкий спектральный диапазон чувствительности и низкое последовательное сопротивление. Полученные в ходе исследований световые вольт-амперные характеристики солнечных элементов на основе арсенида галлия с гетеропереходом и переизлучающей структурой

показаны на рис. 2.32 для различных степеней концентрации солнечного потока (вплоть до 2570-кратной) [242]. Максимальная электрическая мощность, снимаемая с нагрузки к одному из таких элементов диаметром 1 см, составила при измерениях в наземных условиях 13,5 Вт. Следовательно, для получения более 100 Вт электрической мощности требуется всего восемь таких солнечных элементов с концентраторами [117, 166, 242], в то время как ту же электрическую мощность в наземных условиях от солнечных элементов высокого качества обычной конструкции обеспечивает плоская панель площадью не менее 1 м² (более 10 тыс. солнечных элементов площадью 1 см² каждый).

Очевидно, что затраты, связанные с трудоемкой технологией изготовления новых солнечных элементов сложной многослойной структуры, полностью себя окулят, и возможно, что при широком применении таких элементов стоимость электроэнергии, получаемой от солнечных элементов, снизится на два-три порядка и приблизится к стоимости электроэнергии от традиционных источников (тепловые электростанции, гидроэлектростанции).

С разработкой высокоэффективных гомо- и гетероструктур на кремнии и арсениде галлия возник интерес к созданию из них каскадных солнечных элементов. Электрическое соединение элементов в каскаде влечет за собой определенные технологические и конструктивные усложнения [108], в связи с чем были сделаны попытки получить каскадные элементы в единой монокристаллической структуре, создаваемой последовательным выращиванием с помощью жидкостной, газовой или молекулярной эпитаксии слоев на подложке из арсенида галлия, например, как это показано на рис. 2.33 [243]. Верхний (2) и нижний (4) солнечные элементы в такой двухкаскадной системе соединяются последовательно с помощью туннельного $n^+ - p^+$ -перехода из AlGaAs (см. рис. 2.33, область 3). Экспериментально полученная структура [243] генерировала высокое $U_{x,x}$ (около 2,2 В), по сравнению с низким током, и КПД не превышал уровня 10—15%, вероятно, из-за довольно большого сопротивления туннельного перехода (0,58 Ом).

Высокое качество полученных туннельных переходов [244] позволяет ожидать новых успехов на пути создания монокристаллических каскадных солнечных элементов.

Значительно больших успехов добились исследователи, использующие два или три солнечных элемента, расположенных перпендикулярно друг к другу. Солнечное излучение концентрируется с помощью линзы Френеля и падает на одно или два многослойных дихроических зеркала, которые расщепляют спектр на отдельные участки, направляя к каждому элементу излучение того спектрального интервала, в котором данный элемент имеет максимальную чувствительность (рис. 2.34) [245, 246].

Для практической реализации таких систем большое значение имеет не только КПД отдельных солнечных элементов (причем они

Рис. 2.32. Вольт-амперные нагрузочные характеристики солнечных элементов на основе арсенида галлия с гетеропереходом и переизлучающей структурой при различной степени концентрации наземного солнечного излучения

1 — 530; 2 — 970; 3 — 1350; 4 — 1800; 5 — 2570 (расчет по результатам измерений при засветке плита диаметром $\varnothing = 0,9$ мм на элементе с $\varnothing = 1$ см)

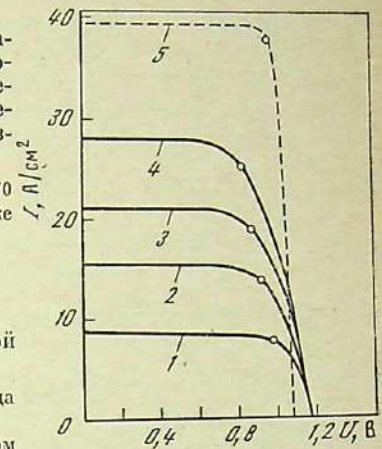


Рис. 2.33. Расположение слоев в монокристаллической каскадной структуре

1 — подложка из монокристаллического арсенида галлия n -типа; 2 — солнечный элемент из арсенида галлия с $p-n$ -переходом в гомогенном материале; 3 — туннельный переход из сильнолегированного твердого раствора AlGaAs; 4 — солнечный элемент с гетеропереходом AlGaAs—GaAs и $p-n$ -переходом в арсениде галлия; 5 — широкозонное окно-фильтр

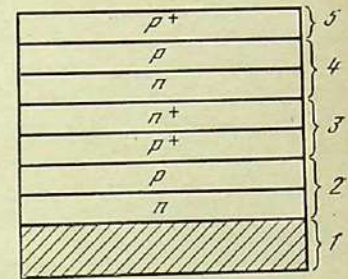
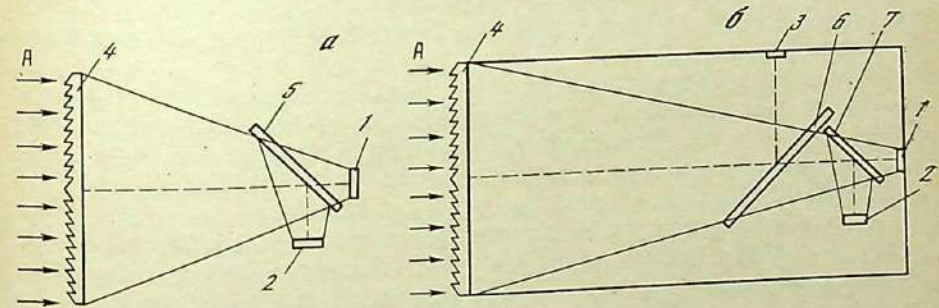


Рис. 2.34. Каскадная система с двумя солнечными элементами и одним дихроическим зеркалом (а) и с тремя солнечными элементами и двумя дихроическими зеркалами (б)

А — свет; 1—3 — солнечные элементы; 4 — линза Френеля; 5—7 — дихроические зеркала



должны возможно более резко отличаться по области спектральной чувствительности), но и высокое качество, а также стабильность параметров (при длительном непрерывном освещении) применяемого дихроического зеркала.

Спектральная зависимость коэффициента отражения дихроического зеркала, полученного нанесением в вакууме 17 чередующихся прозрачных пленок ZnS ($n=2,3$) и Na_3AlF_6 ($n=1,35$), дана на рис. 2.35 [114]. Излучение, пропущенное зеркалом, проходило к сол-

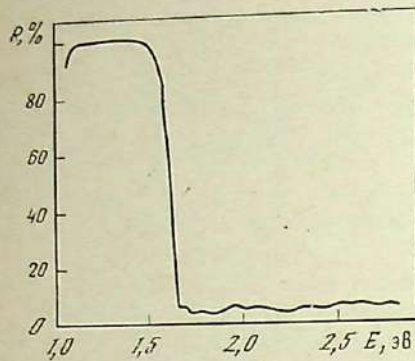


Рис. 2.35. Спектральная зависимость коэффициента отражения эффективного 17-слойного дихроического зеркала для каскадных систем солнечных элементов

нечному элементу на основе арсенида галлия, а отраженное — к кремниевому элементу (см. рис. 2.34, а).

Двухкаскадная система с дихроическим зеркалом [114] при 165-кратной концентрации

наземного солнечного излучения с плотностью потока 894 Вт/м^2 спектр падающего излучения соответствовал условиям АМ 1,23) имеет следующие характеристики солнечных элементов, измеренные при температуре обоих элементов 30°C (водяное охлаждение):

	$E_g, \text{эВ}$	$I_{\text{н.э.}}, \text{А}$	$U_{\text{х.х.}}, \text{В}$	F^*	$\eta, \%$
AlGaAs	1,61	1,382	1,26	0,827	17,4
Si	1,1	1,711	0,738	0,725	11,1

* F^* — коэффициент заполнения вольт-амперной характеристики солнечного элемента.

Полученный суммарный КПД двухкаскадной системы, как видно, составляет 28,5%.

Улучшение качества дихроических зеркал и отдельных солнечных элементов дает возможность получить в таких системах с расщеплением спектра суммарный КПД 30–32% при средних (50–100-кратных) и около 40% при высоких (более 1000) концентрациях солнечного излучения [114, 243–246].

Для создания каскадных систем с дихроическими зеркалами лучше всего использовать следующие полупроводниковые материалы [114]: для $E_g=0,7 \text{ эВ}$: Ge; для $E_g=1,1 \text{ эВ}$: Si, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{GaAl}_{1-x}\text{Sb}_x$, $\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{Sb}_x$; для $E_g=1,4 \text{ эВ}$: GaAs; для $E_g=1,7 \text{ эВ}$: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-x}\text{Sb}_x$.

Расчетным путем было показано, что каскадный солнечный элемент рассматриваемого типа из двух элементов AlGaAsSb ($E_g=1,8$) и GaAsSb ($E_g=1,2 \text{ эВ}$) должен иметь КПД 29% при температуре элементов 350 K и степени концентрации солнечного потока 100 [60].

Необходимо отметить, что системы с дихроическими зеркалами избавляют разработчиков элементов от необходимости решать сложную проблему, возникающую при изготовлении монокристаллических элементов, получаемых эпитаксиальным наращиванием слоев, — сочетать в каскадном элементе слой с близкими постоянными кристаллической решетки и коэффициентами термического расширения (рис. 2.33).

В будущем, возможно, вообще отпадет необходимость в использовании дихроических зеркал — при применении для преобразования солнечного излучения и одновременного расщепления спектра солнечных элементов (см. 2.4), прозрачных в длинноволновой области за краем основной полосы поглощения с высокоотражающим металлическим покрытием или зеркалом на тыльной поверхности.

2.10. Оптические и электронно-микроскопические методы исследования свойств солнечных элементов

Изучение свойств солнечных элементов включает в себя измерение спектральной чувствительности, коэффициента сбора и вольт-амперной световой нагрузочной характеристики (а также темновой при различных значениях напряжения, приложенного в прямом и обратном направлениях [15–22, 69–71]), исследование спектрального распределения коэффициентов отражения, пропускания и поглощения (в основном для селективных оптических покрытий [23]), проведение рентгеновского и физико-химического анализа состава и структуры полупроводниковых материалов и слоев [247, 248]. Особый интерес представляют некоторые нетрадиционные оптические и электронно-микроскопические методы исследования свойств солнечных элементов и их отдельных слоев при изучении элементов из различных монокристаллических и тонкопленочных полупроводниковых материалов.

Изучение спектров фотолюминесценции в сочетании с оптическими и структурными исследованиями

Изучение фотопроводимости и длинноволновой фотолюминесценции, возникающей при освещении полупроводниковых кристаллов и слоев коротковолновым оптическим излучением, полезно проводить одновременно с измерением оптических и структурных свойств материалов. При этом удается наиболее полно интерпретировать спектры фотолюминесценции и фотопроводимости полупроводников. Подобный комплексный анализ свойств солнечных элементов на основе арсенида галлия с p - n -переходом в гомогенном полупроводниковом материале и с гетеропереходом на внешней поверхности, образованным широкозонным окном-фильтром из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, в зависимости от содержания алюминия выполнен в работе [249]. Для наиболее качественных солнечных элементов такого типа наблюдались две полосы фотолюминесценции: узкая интенсивная полоса с максимумом излучения при 1,48–1,49 эВ, связанная с краевым излучением p -GaAs, и основная полоса излучения широкозонного окна-фильтра [249]. Спектральное положение этой полосы зависело от содержания алюминия в твердом растворе. Так, при $x=0,4$ максимум основной полосы излучения окна-фильтра находился при 1,95 эВ. Другие по-

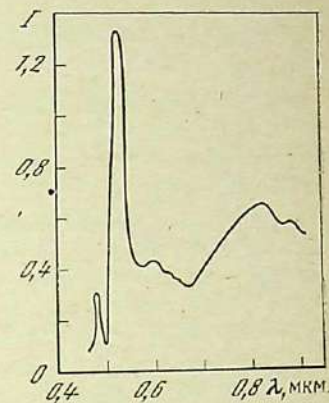
лосы излучения в спектрах фотолюминесценции солнечных элементов с высоким КПД отсутствовали вследствие геттерирования примесей в процессе выращивания слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ методом жидкостной эпитаксии при избытке галлия и алюминия, что способствовало возрастанию времени жизни носителей заряда в области объемного заряда, уменьшению рекомбинационной составляющей темнового тока до 10^{-10} А/см² и появлению на прямой ветви темновой вольт-амперной характеристики второго экспоненциального участка со следующими параметрами: $I_0 = 10^{-13}$ А/см² и $A = 1,5 \div 1,6$.

Возникновение в спектрах фотолюминесценции отдельных солнечных элементов пиков излучения с максимумами при 1,33 и 1,4 эВ, по мнению авторов работы [249], объясняется, вероятно, переходами носителей заряда на основной акцепторный уровень меди ($E = 0,15$ эВ) или на глубокий акцепторный уровень кремния или олова ($E = 0,08$ эВ), связанными с появлением дополнительных каналов рекомбинации, что приводит к ухудшению свойств p - n -переходов и фотоэлектрических параметров солнечных элементов в целом. Одновременно со спектрами фотолюминесценции измерялись (с помощью приставки зеркального отражения к инфракрасному спектрофотометру «Хитачи-225») спектры отражения от поверхности солнечных элементов с различным содержанием алюминия в составе широкозонного окна-фильтра.

Области повышенного отражения на полученных спектрах соответствуют полосам решеточного поглощения в исходном арсениде галлия (интервал длин волн 35–40 мкм) и в мышьяковистом алюминии AlAs (интервал длин волн 28–30 мкм). Расположенный в диапазоне длин волн 30–35 мкм минимум коэффициента отражения поверхности солнечных элементов с широкозонным окном-фильтром с уменьшением процентного содержания алюминия смещается в длинноволновую область спектра; интенсивность максимума при этом снижается, а полосы отражения становятся более узкими [249]. Таким образом, с помощью оптических измерений можно определить состав широкозонного окна-фильтра в солнечных элементах (особенно при достаточно большой его толщине — от 5 до 30 мкм). Использование для контрольных измерений рентгеновского микроанализатора [249] позволило (в сочетании с оптическими измерениями) построить зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора от его состава, аналогичную полученной в работе [165].

Изучались спектры фотолюминесценции, возбуждаемой в тонкопленочных солнечных элементах фронтально-барьерного типа на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия с помощью азотного лазера ($\lambda = 0,3371$ мкм) и лампы ДКСШ-1000, из излучения которой вырезалась узкая полоса с максимумом излучения при $\lambda = 0,365$ мкм [250]. Излучение фотолюминесценции собиралось эллиптическим зеркалом, в фокусе которого находился гибкий оптический световод, передававший излучение из камеры с образцами на входную щель монохроматора МДР-2 (аналогичным образом ре-

Рис. 2.36. Спектр фотолюминесценции тонкопленочных солнечных элементов фронтально-барьерного типа на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия



гистрировались и спектры катодолюминесценции).

В характерном спектре фотолюминесценции тонкопленочных солнечных элементов гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия (рис. 2.36) практически все полосы фотолюминесценции (экситонного излучения при $\lambda = 0,492$ мкм, оранжевого излучения при $\lambda = 0,615$ мкм, возникающего вследствие наличия глубоких акцепторных центров, образуемых медью и вакансиями серы, а также полос при $\lambda = 0,52$ и $0,83$ мкм) обусловлены сульфидом кадмия. Вероятно, причина этого — малая толщина слоя сульфида меди на выступах кристаллитов сульфида кадмия. Лишь на некоторых спектрах был отмечен пик при $\lambda = 0,96$ мкм, характерный для халькогидрата. Однако эта полоса лежала в области низкой чувствительности фотоэлектронного умножителя, регистрировавшего излучение, прошедшее монохроматор МДР-2. Усовершенствование методики измерений и использование тонкопленочных солнечных элементов с достаточно толстым слоем сульфида меди, изготовленных специально для этих исследований, позволят, вероятно, более четко зафиксировать спектры фотолюминесценции этого слоя в зависимости от его стехиометрии.

Исследование состава и свойств полупроводниковых слоев по коэффициенту отражения в ультрафиолетовой и инфракрасной областях

Глубина нарушений поверхностного слоя кремния при механической обработке определяется по результатам измерений характерного для этого материала пика отражения в ультрафиолетовой области спектра при $\lambda = 0,28$ мкм. Заметное различие в спектральном положении ультрафиолетовых пиков отражения для наиболее распространенных полупроводниковых материалов [25, 185], зависящее от особенностей их зонной структуры [10, 11, 58], позволяет с высокой точностью измерить толщину и состав отдельных слоев в гетероструктурах по результатам оптических измерений.

Свойства солнечных элементов и гетеропереходов на основе гетероструктуры фосфид галлия—арсенид галлия (GaP—GaAs) изучались на сравнительно толстых слоях фосфида галлия, полученных диффузией фосфора в арсенид галлия [251]. Проводилось тщательное измерение коэффициента отражения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра при последовательном снятии с поверх-

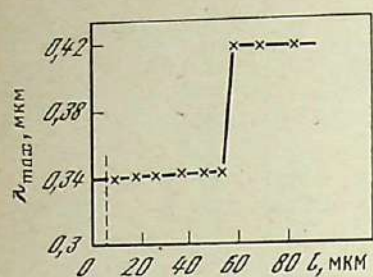


Рис. 2.37

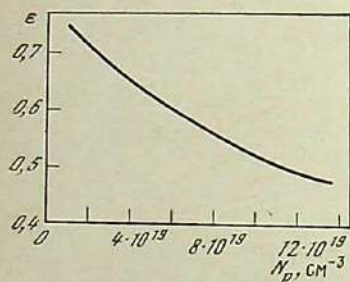


Рис. 2.39

Рис. 2.37. Зависимость положения максимума отражения в ультрафиолетовой области спектра от толщины удаленного механической полировкой слоя фосфида галлия с поверхности гетероперехода GaP—GaAs

Штриховая линия — *p-n*-переход в фосфиде галлия, полученный термодиффузией цинка

Рис. 2.38. Изменение спектральной зависимости коэффициента отражения в инфракрасной области гетероперехода *n*-GaAs (толщиной 150 мкм)—*n*-Ge 1 — исходное состояние; 2 — после удаления поверхностных слоев арсенида галлия до границы с сильнолегированным германием при концентрации электронов $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 3—5 — после снятия слоя германия толщиной 3—5, 8—12 и 15 мкм соответственно

Рис. 2.39. Зависимость интегрального коэффициента теплового излучения при температуре 30°C от концентрации свободных носителей заряда в образцах арсенида галлия *p*-типа

ности гетеропереходов механической полировкой слоев фосфида галлия толщиной 5—6 мкм. Только после удаления слоя фосфида галлия толщиной около 60 мкм характерный для него ультрафиолетовый пик отражения при $\lambda=0,34$ мкм сместился до $\lambda=0,42$ мкм (рис. 2.37) — положение максимума отражения, типичное для монокристаллического арсенида галлия. Положение ультрафиолетового максимума не зависит от концентрации примесей и типа проводимости; это позволяет четко зафиксировать толщину всего слоя фосфида галлия и определить положение гетероперехода, чему способ-

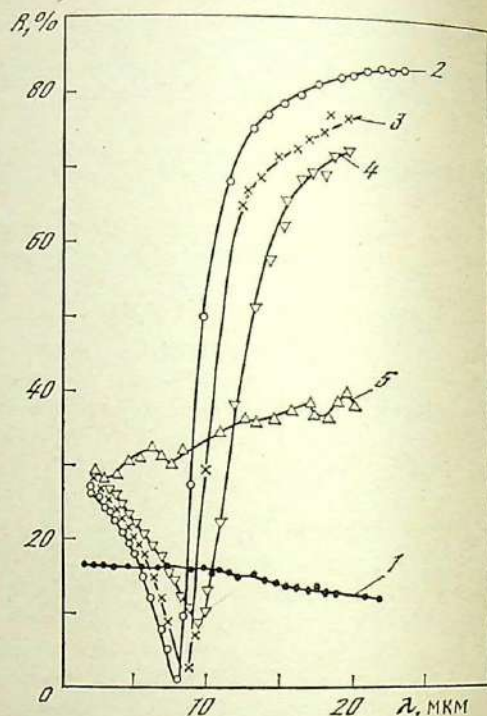


Рис. 2.38

ствует также высокое значение коэффициента поглощения обоих слоев в ультрафиолетовой области спектра (контрольные измерения показали, что слой фосфида галлия становится прозрачным при $\lambda \geq 0,5$ мкм).

Когда полупроводниковые слои в гетеропереходах достаточно сильно отличаются по концентрации легирующей примеси, границу гетеропереходов легко определить с помощью оптических измерений — по спектрам отражения в инфракрасной области. Изучались свойства гетеропереходов арсенид галлия—германий, полученных эпитаксиальным наращиванием в иодидном процессе слоя арсенида галлия толщиной 150 мкм на толстые германиевые подложки *n*- или *p*-типа. Предполагалось, что поверхностный слой германия на границе с пленкой арсенида галлия обогащался в ходе процесса эпитаксии мышьяком и превращался в слой вырожденного электронного германия [252]. Оптические измерения коэффициента отражения (в инфракрасной области спектра) полученных гетероструктур по мере удаления слоев со стороны арсенида галлия (рис. 2.38) позволили не только подтвердить сделанное предположение, но и определить толщину сильнолегированного слоя германия. Плавная монотонная кривая спектрального распределения коэффициента отражения поверхности слоя арсенида галлия (см. рис. 2.38, кривая 1) после его удаления сменилась характерной для сильнолегированных полупроводников кривой с четко выраженным минимумом плазменного резонанса (кривая 2). Концентрация легирующей примеси в этом слое уменьшалась по мере удаления от границы гетероперехода (кривые 3, 4), пока (после удаления слоя толщиной около 15 мкм) коэффициент отражения стал практически полностью определяться сравнительно слаболегированной подложкой германия (кривая 5). Присутствие мышьяка в германии вблизи границы гетероперехода было подтверждено с помощью рентгеновского микроанализатора [252]. При этом падающий на образцы электронный луч перемещался с шагом 5 мкм вдоль косо шлифа, изготовленного под углом 3° . Фиксировалась линия мышьяка K_α при ускоряющем напряжении 50 кВ. Распределение концентрации мышьяка, полученное в ходе рентгеновского анализа, качественно совпало с результатами оптических исследований в инфракрасной области спектра.

Ярко выраженная зависимость коэффициента отражения в инфракрасной области спектра от концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковых кристаллах и слоях позволяет использовать для оптических исследований не трудоемкие и сравнительно длительные спектральные измерения, а экспресс-методы, основанные на определении интегрального коэффициента теплового излучения поверхности ϵ полупроводниковых образцов, например, с помощью терморадометра ФМ-63. В этом случае для измерений достаточно нескольких секунд [23]. Интегральный коэффициент теплового излучения для непрозрачных образцов полностью определяется спектральным ходом распределения коэффициента отражения в инфра-

красной области. Зависимость коэффициента ϵ от концентрации свободных носителей заряда в образцах арсенида галлия p -типа представлена на рис. 2.39 [42]. Контрольные значения концентрации носителей в этих образцах были получены с помощью холловских измерений.

Изменение спектральной чувствительности и КПД солнечных элементов под влиянием света, температуры и корпускулярного облучения

Изучение воздействия различных внешних факторов на оптические и электрические свойства солнечных элементов предпринимается обычно для определения срока службы элементов в условиях эксплуатации и для выяснения возможностей направленного изменения характеристик элементов. Иногда обе эти цели достигаются одновременно. Например, детальное исследование воздействия корпускулярного облучения на солнечные элементы и их селективные оптические покрытия [13, 20–23, 96] позволяет теперь не только с достаточной высокой точностью прогнозировать выходную мощность (и темп ее ухудшения) солнечных батарей космических аппаратов, неоднократно пересекающих радиационные пояса Земли, но и изменять форму спектральной чувствительности элементов. Облучение батарей солнечных элементов электронами и протонами достаточной большой энергии (порядка нескольких мегаэлектронвольт) приводит к резкому уменьшению диффузионной длины носителей заряда в базовом слое элементов, ухудшению длинноволновой части спектральной зависимости коэффициента собирания, что позволяет изменить спектральную зависимость чувствительности элементов, приблизив ее, например, к чувствительности человеческого глаза с максимумом при длине волны 0,5–0,6 мкм, не используя при этом каких-либо поглощающих или интерференционных фильтров. В то же время воздействие протонов малых энергий (30–50 кэВ), поглощаемых в самом верхнем легированном слое солнечных элементов, ухудшает эффективность собирания носителей из этого слоя. Кривая спектральной чувствительности сдвигается в обратном направлении, и при достаточно больших дозах облучения низкоэнергетическими протонами сохраняется лишь длинноволновый интервал спектральной чувствительности элементов в ближней инфракрасной области. Меняя энергию облучающих частиц и подбирая плотность их потока, можно получить солнечные элементы, «слепые» по отношению к ультрафиолетовому или даже к видимому излучению Солнца.

Представляет интерес эффект снижения, а затем возрастания спектральной чувствительности кремниевых элементов по мере увеличения потока облучения [253, 254].

При облучении кремниевых солнечных элементов протонами с энергией 400 кэВ под углом 45° к поверхности за p - n -переходом образуется дефектный слой шириной около 1 мкм с повышенным удельным сопротивлением. При потоке протонов плотностью

10^{12} см $^{-2}$ спектральная чувствительность резко ухудшается. После облучения потоком плотностью 10^{13} см $^{-2}$ ширина области объемного заряда увеличивается на всю нарушенную высокоомную область около p - n -перехода (со стороны базового слоя), что обеспечивает за счет дрейфового механизма улучшение собирания носителей заряда, созданных светом, и спектральная чувствительность вновь возрастает.

К заметному уменьшению спектральной чувствительности кремниевых солнечных элементов в длинноволновой области спектра

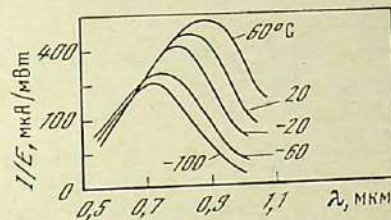


Рис. 2.40. Спектральная зависимость чувствительности кремниевого солнечного элемента с p - n -переходом при разной температуре

(и некоторому росту ее в коротковолновой) приводит понижение их температуры (рис. 2.40) [17]. Температурная зависимость спектральной чувствительности определяется двумя факторами: сужением запрещенной зоны и увеличением коэффициента поглощения света (и соответственно уменьшением глубины его проникновения внутрь полупроводника) при повышении температуры.

Температурная зависимость спектральной чувствительности определяет и рост тока короткого замыкания $I_{к.з.}$ солнечных элементов при освещении, однако напряжение холостого хода $U_{х.х.}$ при повышении температуры падает сильнее, чем увеличивается $I_{к.з.}$, что приводит к отрицательному температурному градиенту изменения КПД солнечных элементов [13, 21]. При расширении запрещенной зоны полупроводникового материала, из которого сделан солнечный элемент, скорость снижения КПД при повышении температуры, как уже отмечалось, резко уменьшается (у элементов из арсенида галлия она почти в два раза меньше, чем у кремниевых [19, 142]).

Длительное время считалось, что повреждающее воздействие самого солнечного излучения на солнечные элементы может выразиться лишь в потемнении оптических покрытий, в которых верхний слой — светостойких многослойных двуокиси церия — поглощает все ультрафиолетовое излучение с длиной волны короче 0,36 мкм, позволила добиться уменьшения деградации элементов, вызываемой ухудшением оптических свойств покрытий, до весьма малых значений — 0,5–2,5% даже в условиях непрерывной работы на борту космических аппаратов в течение нескольких лет [23, 255].

В связи с этим для многих исследователей было неожиданностью обнаруженное явление ухудшения свойств самих элементов под действием солнечного излучения, получившее название фотонной де-

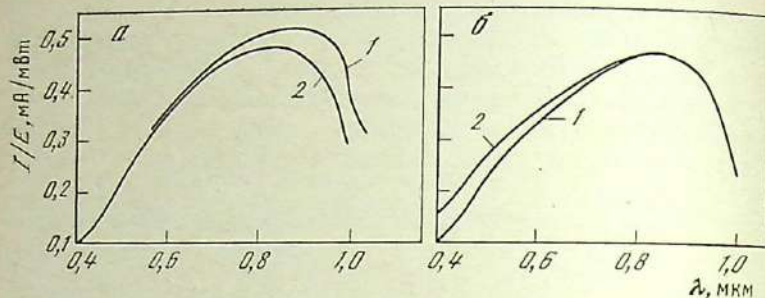


Рис. 2.41. Спектральная зависимость чувствительности кремниевых солнечных элементов n^+-p -типа (а) и p^+-n -типа (б)

1, 2 — до и после фотонной деградации

градации, которое в первых опытах изучалось совместно с повреждающим воздействием корпускулярного облучения и температуры [256, 257]. В ходе этих и последующих исследований [258–260] выяснились некоторые важные особенности одновременного влияния нескольких повреждающих факторов на свойства полупроводниковых материалов и солнечных элементов. Такие опыты достаточно полно отражают реальные условия эксплуатации солнечных элементов как в космических, так и в наземных условиях. Например, солнечные элементы с низким содержанием кислорода в исходных пластинках кремния, полученного методом бестигельной зонной плавки, обладают высокой степенью фотонной деградации — снижением тока, вызванное интенсивным освещением этих элементов, может составлять 10–12% [258]. На основании результатов экспериментов, проведенных без освещения, подобные солнечные элементы считались более радиационно стойкими по сравнению с элементами на основе выращенного методом Чохральского кремния с относительно большим содержанием кислорода. Возможно, что причина ухудшения свойств солнечных элементов из кристаллов бескислородного кремния связана с большой плотностью дислокаций в них. Интенсивное освещение приводит к освобождению и активации захваченных дислокациями точечных дефектов, в состав которых входит атом бора [257]. Несомненно, однако, что дополнительное введение кислорода и углерода оказывает стабилизирующее действие на поведение солнечных элементов при освещении, особенно если общее содержание атомов углерода и кислорода в кремнии превышает 10^{17} см $^{-3}$ [258].

В процессе фотонной деградации насыщение наступает, как правило, после освещения в течение 20–40 ч при температуре, близкой к комнатной, и внеатмосферной плотности потока падающего солнечного излучения, а при повышении температуры элементов до 50–60° С и через более короткое время [257].

При освещении солнечного элемента или приложении к нему высокого напряжения смещения в прямом направлении для элементов n^+-p -типа (верхний освещаемый n^+ -слой получен диффузией фос-

фора) наблюдается уменьшение выходной мощности и заметное снижение длинноволновой чувствительности (рис. 2.41, а), а для элементов p^+-n -типа характерно (при наличии в спектре падающего света излучения с длиной волны 0,35–0,45 мкм) обратное явление — увеличение выходной мощности и спектральной чувствительности в коротковолновой области (рис. 2.41, б). Ухудшение собирания носителей из базового слоя солнечных элементов n^+-p -типа обусловлено наличием рекомбинационного уровня, расположенного на 0,37 эВ ниже зоны проводимости. Обычно этот уровень электрически нейтрален, но при большой световой или электрической инжекции носителей заряда в материал становится активным. Возникновение этого рекомбинационного уровня связано с появлением в кремнии комплекса дефекта решетки с атомом серебра или, возможно, кластерных образований (ряда нарушенных атомов). Предотвращение попадания атомов серебра в базовый слой кремния, удаление механически поврежденного поверхностного слоя кремния до диффузии и проведение операции диффузии легирующей примеси при температуре 875° С и ниже позволяет значительно уменьшить эффект фотонной деградации. Например, для солнечных элементов, в процессе изготовления которых диффузия проходила при температуре 950° С, фотонная деградация (в условиях облучения светом вольфрамовой фотонной лампы с плотностью потока излучения 1000 Вт/м 2) составляет от 3 до 6%, при температуре диффузии 900° С — от 1 до 3%, при 875° С — всего 0,5% [259].

Применение водяного фильтра толщиной 5 см, отсекающего длинноволновое излучение натурального Солнца или вольфрамовой лампы с $\lambda \geq 1,2$ мкм, в экспериментах с солнечными элементами n^+-p -типа позволяет практически исключить фотонную деградацию, обусловленную p -слоем кремния [259]. Однако причины улучшения спектральных характеристик элементов p^+-n -типа при световом облучении пока остаются неясными, хотя это явление было четко зафиксировано [259, 260], а также отмечено падение U_{xx} (при низкой освещенности во время измерения), что особенно проявляется, если при интенсивном облучении светом ярко освещаются торцы элементов. Вероятно, в этом случае падение U_{xx} вызывается торцевыми утечками через дефектные слои кремния [260].

Фотонную деградацию необходимо учитывать при создании эталонных солнечных элементов для настройки имитаторов Солнца, которые должны отличаться высокой стабильностью свойств. Кроме перечисленных выше технологических мер, предотвращению заметного влияния фотонной деградации способствует использование для создания базового слоя тонких пластин исходного кремния с большим значением диффузионной длины неосновных носителей заряда L . Большое отношение L/l_0 позволит даже при интенсивном облучении сохранить на высоком уровне собирание носителей из базовой области.

Растровая электронная микроскопия солнечных элементов

Методы электронной микроскопии и электронографии давно привлекали внимание разработчиков полупроводниковых приборов, в процессе работы которых важную роль играют физические явления, происходящие в поверхностных слоях полупроводника. Традиционная методика электронно-микроскопических исследований с применением метода реплик позволила изучить температурные изменения в структуре прозрачных проводящих пленок двуокиси олова и просветляющих покрытий из сернистого цинка [261, 262], а электронограммы — строение и стадии роста пленок сернистого цинка (осаждаемых на подложки, прогретые до различной температуры [263]) и фоточувствительных слоев сернистого кадмия, применяемых для создания тонкопленочных солнечных элементов [264]. Замена световой инжекции на облучение тонким электронным зондом дает возможность измерять свойства полупроводников в локальных участках (при небольшой модификации электронно-микроскопических установок, держателей для образцов и схем, усиливающих электрический сигнал) и значительно расширяет наши представления о строении, структуре и свойствах полупроводниковых солнечных элементов. Например, с помощью эмиссионного микроскопа с системой регистрации вторичной поперечно-электронной эмиссии и специально разработанной измерительной установкой было изучено и визуализировано распределение электрического потенциала в $p-n$ -переходе, определена ширина области объемного заряда [265]; электронный луч, перемещавшийся по торцевой поверхности тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия (после прогрева их на воздухе в течение тридцати дней при 120 и 200° С), позволил определить значения диффузионной длины неосновных носителей — электронов в сульфиде меди ($L_n = 0,45 \pm 0,03$ мкм) и дырок в сульфиде кадмия ($L_p = 0,53 \pm 0,03$ мкм) [266].

Появление растровых электронных микроскопов и энергетических анализаторов, позволяющих исследовать спектр электронов, эмиттируемых твердым телом при облучении его поверхностью ионами, электронами и фотонами, а также под действием электрических и тепловых полей, резко расширило использование электронной микроскопии [267, 268], в частности, для исследования структуры и дефектов поверхностных слоев монокристаллических [269] и тонкопленочных [179, 188, 270, 271] солнечных элементов.

С помощью растрового электронного микроскопа и приставок для измерения наведенного потенциала и наведенного тока при сканировании поверхности солнечных элементов из кремния (на глубину до 0,5 мкм) лучом электронов с энергией 10–50 кэВ можно получить большой объем информации о влиянии температуры и давления на свойства $p-n$ -перехода, оценить роль различных дефектов структуры (кластеров, примесных центров, механических нарушений и

микротрещин) в ухудшении свойств солнечных элементов, выявить дополнительные примеси в кремнии (например, никеля из контактного слоя), вызывающие появление глубоких уровней в запрещенной зоне, ловушек и рекомбинационных центров. При низких уровнях светового и электронного возбуждения примесь никеля повышает чувствительность, увеличивает фотопроводимость, а при высоких — уменьшает диффузионную длину носителей заряда в p -слое [269].

Следует отметить, что солнечные элементы с $p-n$ -переходом, разделяющим носители заряда, облегчают проведение электронно-микроскопических исследований в режимах наведенного потенциала и наведенного тока (в большей степени аналогичных режимам U_{xx} и I_{nz} при световом возбуждении). Выявление влияния дефектов структуры в однородных пластинах кремния с помощью растрового электронного микроскопа требует создания разделяющих барьеров Шоттки, например, напылением слоя алюминия толщиной 400–1000 Å на поверхность пластин, облучаемых потоком электронов [272].

Изучение влияния давления и температуры на свойства $p-n$ -переходов и солнечных элементов удобнее проводить в режиме наведенного потенциала, поскольку при изменении на 1 г локальной механической нагрузки на поверхность элементов, создаваемой корундовой иглой, ток в режиме наведенного тока меняется незначительно, а напряжение в режиме наведенного потенциала заметно — на 0,2 В. В режиме наведенного потенциала (сопротивление нагрузки $R_n = 100$ кОм) в интервале от 250 до 400 К наблюдается линейная зависимость напряжения от температуры, в то время как ток в режиме наведенного тока ($R_n = 100$ Ом) практически нечувствителен к колебаниям температуры элементов в пределах 250–350 К и лишь при 350–400 К резко снижается [269].

Для изучения тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид кадмия—сульфид меди использовался растровый электронный микроскоп типа ISM-50A в стандартном режиме вторичной электронной эмиссии и с приставками для анализа спектров катодолуминесценции и рентгеноспектрального микроанализа [250, 270]. В случае регистрации только высокоэнергичной компоненты вторичной эмиссии возможна качественная оценка массового числа материала образца. При регистрации светового излучения, возникающего в результате бомбардировки электронным пучком, и измерения спектра катодолуминесценции в локальных областях диаметром около 1 мкм можно исследовать неоднородности приповерхностного слоя — наличие дислокаций, легирующих примесей и определять энергетическое положение рекомбинационных и ловушечных центров в запрещенной зоне полупроводника. В некоторых случаях возможен количественный микроанализ примесей с более высокой, чем при других способах, чувствительностью. Регистрация характеристического рентгеновского излучения позволяет проводить эле-

ментный качественный микроанализ на присутствие большинства элементов Периодической системы Менделеева.

Полученный в результате такого рентгеноструктурного анализа с помощью растрового электронного микроскопа профиль распределения меди в различных тонкопленочных фронтально-барьерных солнечных элементах на основе гетеросистемы Cu_xS-CdS , изготавливаемых «мокрым» методом, показал, что концентрация меди максимальна вблизи слоя Cu_xS и медленно падает по глубине слоя сульфида кадмия [250, 270].

Как известно, медь образует в сульфиде кадмия глубокие акцепторные уровни, появление которых приводит к сильной компенсации доноров и повышению удельного сопротивления, следствием чего может явиться увеличение длинноволновой примесной чувствительности сульфида кадмия. Однако слой повышенного удельного сопротивления должен иметь сравнительно небольшую глубину. Исследования вольт-амперных характеристик совместно с катодолюминесценцией и рентгеновским микроанализом на растровом электронном микроскопе подтвердило, что при проникновении меди в сульфид кадмия на глубину не более 4 мкм (при общей толщине слоя сульфида кадмия 15–20 мкм) солнечные элементы имеют максимальные энергетические параметры.

Введение в слой сульфида кадмия добавок сульфида цинка и селенида кадмия приводит к исчезновению из спектров катодолюминесценции оранжевой полосы с максимумом при 0,598–0,605 мкм, которая обусловлена комплексами природных дефектов, содержащими атомы меди и вакансии серы [250, 270]. Эти добавки способствуют получению слоев сульфида кадмия лучшего качества (с меньшими отклонениями от стехиометрии), но их повышенное сопротивление увеличивает последовательное сопротивление элементов и уменьшает их КПД. Преодолеть этот недостаток можно дополнительным легированием слоев твердых растворов сульфид кадмия—сульфид меди или использованием для создания базовой области таких солнечных элементов двухслойной структуры: высокоомный слой чистого сульфида кадмия или твердого раствора сульфид кадмия—сульфид цинка — низкоомный слой твердого раствора сульфид кадмия—сульфид цинка (непосредственно прилегающий к молибденовой подложке). Низкоомный слой может быть получен за счет легирования индием [187] или цинком [273], высокоомный слой — за счет обогащения медью [179, 270, 273].

Двухслойные структуры в кремниевых солнечных элементах, подходящие для образования тянущих электростатических полей в легированной и базовой областях [121, 122, 128–131], уже рассматривались в 2.1. В случае тонкопленочных солнечных элементов возможно также создание двухслойной структуры не только в базовом слое CdS и $CdZnS$, но и в верхнем тонком слое Cu_xS , например, путем обогащения донорной примесью цинка прилегающих к гетеропереходу слоев Cu_xS p -типа [187].

Еще одной модификацией электронной микроскопии является электронная оже-спектроскопия. В 1925 г. П. Оже обнаружил испускание электронов при возбуждении внутренних электронных уровней атомов рентгеновскими квантами. Впоследствии это явление получило название эффекта Оже, а испускаемые электроны были названы оже-электронами. Однако лишь более чем через четверть века для ионизации внутренних оболочек атомов было использовано электронное возбуждение, для регистрации пиков оже-электронов в энергетических спектрах вторичных электронов, испускаемых твердым телом, применен метод электрического дифференцирования кривых энергетического распределения вторичных электронов [274, 275], а также показана высокая чувствительность метода оже-спектроскопии при элементном анализе поверхности [275]. Если последовательно удалять с поверхности тонкие моноатомные слои газовым, химическим или ионным травлением, то оже-спектроскопия может дать ценнейшую информацию о распределении химических элементов по толщине тонких пленок, оптических покрытий или поверхностных слоев солнечных элементов. Концентрация примесей, обнаруживаемая при этом, составляет всего 10^{10} – 10^{12} см⁻³, а пространственное разрешение — десятки и сотни ангстрем [267, 268].

В современных оже-спектрометрах поверхность исследуемых образцов облучается пучком электронов с энергией 1–5 кэВ, в результате чего происходит ионизация глубоких оболочек атомов мишени. Образовавшиеся вакансии заполняются электронами с более высоких уровней. При этом эмиттируются группы электронов, энергия которых определяется электронной структурой атомов твердого тела, и в спектре вторичных электронов появляются оже-пики, которые и несут информацию об элементном составе твердого тела. Глубина выхода оже-электронов порядка нескольких моноатомных слоев, благодаря чему получаемые сведения относятся к самым приповерхностным слоям исследуемого материала.

В последние годы уделяется внимание использованию понов средних энергий (например, Ag^+ с энергией 15 кэВ) для возбуждения оже-электронов [276]. При этом достигается более высокая чувствительность анализа, чем при возбуждении электронами, обнаруживается существование атомных и квазимолекулярных спектров оже-электронов (что открывает возможность не только элементного анализа поверхности, но и выяснения состава поверхностных слоев химических соединений). Было показано, что при облучении ионами химических соединений оже-процессы происходят в движущихся частицах, смещенных после столкновения с ионом из своего обычного положения на несколько ангстрем, однако оже-спектры в основном определяются исходным состоянием частицы и химический анализ многих соединений при оже-спектроскопии все же оказывается возможным [276].

Оптическая растровая микроскопия

У чувствительных электронно-микроскопических методов анализа структуры и состава поверхностных слоев и пленок имеется один существенный недостаток: при взаимодействии электронного луча с твердым телом возможно протекание необратимых физико-химических процессов, приводящих к искажению исходных характеристик исследуемого материала, и результаты анализа могут принести информацию об уже изменившихся свойствах материала. В связи с этим разрабатываются оптические методы анализа, менее чувствительные, чем электронные, но не влияющие сколь-нибудь заметно на качество полупроводниковых материалов и приборов. Особенно большой интерес представляют работы по созданию растровых оптических микроскопов [277, 278] и исследованию с их помощью примесей на поверхности пластин кремния [279] и полупроводниковых структур, близких по конструкции к солнечным элементам [280].

Метод анализа свойств полупроводниковых структур, в основе которого лежит регистрация изменения фото-ЭДС, возникающей при возбуждении ее узким световым зондом, весьма перспективен [277, 278]. Сигнал фотоответа зависит от электрофизических и оптических свойств полупроводника, качества $p-n$ -перехода и от дефектов на поверхности и в объеме исследуемого полупроводникового прибора. Регистрация сигналов фотоответа от различных точек на поверхности структур дает возможность выявлять и исследовать локальные неоднородности в свойствах полупроводниковых приборов. Ранее в установках для измерения сигнала фотоответа использовался неподвижный световой зонд либо зонд с механическим сканированием [31], что резко ограничивало их применение.

В растровом оптическом микроскопе используется электронное сканирование светового зонда и растровый принцип получения фотоответных изображений [277, 278]. Источником света является специальная проекционная электронно-лучевая трубка, а фотоответное изображение формируется на экране индикаторной трубки с синхронизированной разверткой. Диаметр светового зонда, определяющий разрешающую способность растрового оптического микроскопа, около 2 мкм.

Фотографии фотоответных изображений [278] позволяют указать место обрыва металлизированных контактных полос на поверхности полупроводниковых приборов, выявить дефекты процесса фотолитографии, разобраться в вызывающих инверсию проводимости в верхних слоях полупроводника явлениях зарядообразования в точках диэлектрических покрытиях. При исследованиях на растровом оптическом микроскопе, так же как и на растровом электронном микроскопе, можно использовать приставки для измерения сигнала от полупроводниковой структуры в режимах наведенного тока и наведенного потенциала.

Полупроводниковые структуры p^+-n -типа, обработанные парами

аммиака и иода, исследовались с помощью растрового оптического микроскопа при подаче небольшого напряжения в заперном направлении [280]. Структуры, обработанные иодом, не изменяли своих характеристик при помещении в вакуум ($5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.), поэтому их можно изучать и методами растровой электронной микроскопии (требующими в отличие от растровой оптической микроскопии, чтобы исследования проводились в вакууме). Характеристики образцов, обработанных аммиаком, могли быть исследованы только с помощью растрового оптического микроскопа, поскольку их необходимо было все время держать в атмосфере аммиака на воздухе. Однако при измерениях на растровом электронном микроскопе облучение электронным лучом приводило у образцов обоих типов к изменению в несколько раз обратного тока (определение которого было основной целью) из-за образования на поверхности двойного электрического слоя. Растровый оптический микроскоп позволил провести исследование, не искажая исходных свойств структур, еще раз подтвердив свои несомненные достоинства при изучении сложных физических и оптических явлений на поверхности твердого тела.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ
Солнечные элементы
с оптическими покрытиями

Оптические покрытия позволяют значительно увеличить КПД, удлинить срок службы, улучшить электрофизические и эксплуатационные характеристики преобразователей солнечной энергии, основанных на разных физических принципах, в том числе полупроводниковых солнечных элементов [23]. В зависимости от области применения солнечных элементов изменяются задачи, решаемые с помощью оптических покрытий.

Когда солнечные элементы используются в основном своем качестве — для преобразования солнечной энергии непосредственно в электрическую, оптические покрытия снижают отражение в области спектральной чувствительности за счет эффекта интерференции (просветление поверхности), увеличивают коэффициент собственного теплового излучения верхней и тыльной сторон элемента, защищают его от повреждений, вызываемых радиацией в космосе и неблагоприятными атмосферными воздействиями на земле.

При расположении солнечных элементов на внешней стороне тепловых коллекторов в фототермических установках, вырабатывающих в этом случае одновременно электрическую и тепловую энергию, оптические покрытия должны придать поверхности солнечных элементов селективные свойства, противоположные обычным: при уменьшении отражения в области солнечного излучения (и высокой прозрачности в этой части спектра), что приводит к росту интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения α_s , увеличить коэффициент отражения в широком спектральном интервале инфракрасного излучения с целью снижения коэффициента собственного теплового излучения ϵ . Солнечные элементы в этом случае, кроме выработки электроэнергии, одновременно выполняют роль селективных оптических поверхностей тепловых коллекторов солнечного излучения.

На свободную от солнечных элементов поверхность тепловых коллекторов должны быть нанесены селективные черно-белые покрытия, которые обладают высоким отношением коэффициентов α_s/ϵ и являются поглощающими в области солнечного излучения (требование прозрачности покрытий в спектральной области солнечного излучения, обязательное для солнечных элементов, в этом случае снимается).

Несомненно, что оптимальные оптические характеристики покрытий должны сочетаться со светостойкостью, способностью сохранять

неизменными исходные характеристики в течение всего срока активного существования преобразователей солнечной энергии. Для оценки этих качеств требуется проведение тщательных лабораторных, а также натуральных наземных и космических испытаний экспериментальных образцов новых покрытий и преобразователей с покрытиями.

3.1. Оптические покрытия для солнечных элементов — источников электроэнергии

Применение одно- и двухслойных просветляющих оптических покрытий приводит к достаточно высокому приросту КПД солнечных элементов, достигающему по теоретическим оценкам 48–50%, а в эксперименте 40–44% [7, 13, 23, 109]. Практически такие же результаты получены при нанесении более сложных (трех-семи-слойных) просветляющих покрытий, которые в связи с этим целесообразно использовать лишь в каскадных солнечных элементах [23], где снижение отражения должно быть достигнуто в широкой области солнечного излучения (от 0,2 до 2,5 мкм), а не только в спектральных интервалах чувствительности отдельных солнечных элементов.

Долгие годы усилия разработчиков были направлены на улучшение качества одно- и двухслойных просветляющих покрытий, наносимых как на поверхность солнечных элементов на основе кремния или арсенида галлия, так и на солнечные элементы с барьером Шоттки, внешняя поверхность которых покрыта полупрозрачной пленкой металла. Специфические проблемы возникли также при уменьшении отражения путем создания развитой текстурированной поверхности солнечных элементов из монокристаллического кремния [281, 282] и тонкопленочных элементов на основе гетероструктур $\text{Cu}_2\text{S}-\text{CdS}$ и $\text{Cu}_2\text{S}-\text{CdZnS}$ [176, 183, 186, 187, 192]. Отсутствие необходимых для расчета параметров просветляющих покрытий надежных данных по оптическим константам новых полупроводниковых материалов потребовало проведения специальных измерений или оценок (путем сопоставления различных литературных данных) оптических констант таких материалов, как, например, твердый раствор алюминия в арсениде галлия, а также сульфиды меди и кадмия. Были выполнены лабораторные и натурные испытания новых типов оптических стеклянных покрытий с накоплением электростатического объемного заряда, которые, как уже указывалось, можно применять для радиационной защиты солнечных элементов [23, 283–285].

Одно- и двухслойные просветляющие покрытия
и уменьшение поверхностного слоевого сопротивления
солнечных элементов

Прозрачные проводящие пленки на основе двуокиси олова, смесей оксидов индия и олова (пленки ИТО) или стannатов кадмия [175, 218] все чаще используются в конструкциях солнечных элементов. Если ранее эти пленки применялись только в качестве пассивных элементов конструкции — для создания прозрачных токосъемов в тыльно-барьерной конструкции солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия [138, 172, 175, 183], то сейчас, например, разработаны солнечные элементы на основе гетеросистемы ИТО—кремний [217, 218, 223, 230], где пленка прозрачного проводящего оксида выступает в роли широкозонного полупроводникового окна-фильтра. Граница раздела пленка двуокиси олова—кремний характеризуется низкой скоростью поверхностной рекомбинации, что позволило применить прозрачный проводящий слой для создания изотипного барьера на тыльной поверхности двусторонних солнечных элементов [147].

Прозрачные проводящие окислы могут быть использованы также в качестве просветляющих покрытий, тем более что их показатели преломления, составляющие от 1,6 до 1,9 [185, 286, 287], близки к оптимальным для материалов, из которых изготавливаются однослойные покрытия на поверхности солнечных элементов без стеклянного или полимерного слоя и отдельные слои многослойных покрытий [23].

Просветляющее покрытие из пленки ИТО (с геометрической толщиной 700–750 Å и поверхностным слоевым сопротивлением от 75 до 100 Ом/□) наносилось после удаления плазменным травлением в среде гексафторида кремния (при приложении переменного напряжения радиочастоты) очень тонкого (приблизительно 900 Å) верхнего нарушенного слоя легированной области кремниевых солнечных элементов, что приводит к увеличению шунтирующего напряжения и улучшению формы вольт-амперной характеристики, однако при этом также возрастает последовательное сопротивление элементов из-за повышения поверхностного слоевого сопротивления. Последующее нанесение прозрачного проводящего покрытия из пленки ИТО вновь уменьшает поверхностное слоевое и последовательное сопротивление, в результате чего КПД элементов возрастает на 43% по сравнению со значениями, полученными до проведения плазменного травления и просветления [288].

В технологический процесс получения солнечных элементов наземного применения [288] входят такие операции, как термодиффузия легирующей примеси фосфора (для создания $p-n$ -перехода) из пленочной композиции, предварительно нанесенной на поверхность кремниевых пластин методом центрифугирования, и создание изотипного барьера и тыльного контакта путем впаивания токопроводящей пасты, содержащей алюминий, и верхних токосъемных пе-

чатных контактов из паст, содержащих серебро. Для разрезания кремниевых заготовок с $p-n$ -переходом и контактами на прямоугольные пластинки применялось скрайбирование лазерным лучом с тыльной стороны.

Однослойные просветляющие покрытия значительно увеличивают КПД фотоэлементов и просты в изготовлении, однако обладают одним серьезным недостатком. Для полупроводников с большим показателем преломления (типа кремния) с помощью однослойных покрытий можно добиться почти нулевого отражения на определенной длине волны, но коэффициент отражения в этом случае весьма быстро возрастает при изменении длины волны. Получить низкое отражение почти во всей области спектральной чувствительности фотоэлементов и тем самым максимально увеличить их КПД можно с помощью двухслойных просветляющих покрытий [289], нанесение которых может быть так же легко автоматизировано, как однослойных [290].

Решение уравнений, определяющих коэффициент отражения поверхности с двухслойным покрытием при одинаковой оптической толщине обоих слоев, позволило выделить два оптимальных соотношения между показателями преломления слоев [291]:

$$n_1^2 n_3 = n_2^2 n_0 \quad (3.1)$$

и

$$n_1 n_2 = n_0 n_3, \quad (3.2)$$

где n_1 — n_3 и n_0 — показатели преломления внешней и внутренней просветляющих пленок, подложки и внешней среды (воздух) соответственно.

При оптической толщине каждого слоя, составляющей нечетное число $\lambda_{\min}/4$, где λ_{\min} — длина волны, соответствующая минимуму коэффициента отражения, выполнение соотношения (3.1) позволяет получить спектральную кривую отражения с одним (нулевым) минимумом. При выполнении соотношения (3.2) могут быть получены два минимума на кривой, причем в точке максимума (между этими двумя минимумами) оптическая толщина каждого слоя равна $\lambda_{\max}/4$.

С использованием рекуррентных соотношений для амплитудного коэффициента отражения [292–295] был выполнен расчет спектральной кривой отражения кремния после просветления двухслойным покрытием из пленок сернистого цинка ($n_{\text{ZnS}}=2,3$) и фтористого магния ($n_{\text{MgF}_2}=1,38$) различной оптической толщины и для сравнения расчет коэффициента отражения кремния после просветления однослойными покрытиями из сернистого цинка и монооксида кремния SiO, а также двухслойными покрытиями из монооксида кремния ($n_{\text{SiO}}=1,9$) и фтористого магния. В расчетах учитывалась дисперсия показателей преломления кремния и пленок сернистого цинка и монооксида кремния [23].

Сравнение расчетных кривых показывает, что наиболее широкую область низкого отражения удастся получить с помощью двухслой-

ных покрытий из пленок сернистого цинка и фтористого магния. Этот вывод подтверждается расчетом плотности тока короткого замыкания $I_{к.з}$ солнечных элементов во внеатмосферных условиях после уменьшения коэффициентов отражения в соответствии с расчетными кривыми.

Эксперимент по нанесению многослойных покрытий показал хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных [296]. Наиболее сложную задачу представляет собой создание двухслойных покрытий, для которых внешней средой служит не воздух, а стекло или полимерный защитный слой с показателем преломления 1,4–1,5. В этом случае, как следует из расчета, целесообразно выбрать для просветления слои с показателями преломления 2,3 и 1,7 [23]. Оптическая толщина обоих просветляющих слоев также может быть другой: низкий коэффициент отражения во всей области спектральной чувствительности фотоэлементов обеспечивается, например, не только двухслойным покрытием, каждый из слоев которого имеет оптическую толщину $d=\lambda/4$ (где $\lambda=\lambda_{\max}$ в спектре излучения Солнца), но и покрытиями со значениями d , не кратными $\lambda/4$. В частности, как показал расчет, удачным является следующее двухслойное покрытие: первый от поверхности кремния слой с $n=2,3$ и $d=\lambda/5$; второй слой с $n=1,7$ и $d=\lambda/3$; внешний защитный слой — стекло или прозрачный полимер с $n=1,4\div 1,5$ неинтерференционной толщины (от 50 до 150 мкм).

Осуществление омического контакта к высоколегированному верхнему слою полупроводниковых фотоэлементов через просветляющее покрытие [23, 78, 79, 297] позволяет в значительной степени устранить опасность закорачивания фотоэлементов с мелким $p-n$ -переходом, резко уменьшить токи утечки. Двухслойные просветляющие покрытия из-за большей суммарной толщины по сравнению с однослойным просветляющим покрытием затрудняют реализацию такого метода нанесения контактных слоев. Устранению этого недостатка двухслойных просветляющих покрытий способствовало бы создание одного или обоих слоев покрытия из прозрачных проводящих материалов, таких, например, как пленки ITO.

Выполнены эксперименты по изготовлению двухслойных покрытий с низким отражением почти во всей области спектральной чувствительности фотоэлементов [289]. Первым слоем покрытия служила пленка сернистого цинка, нанесенная термическим испарением в вакууме, вторым слоем — пленка ITO, полученная испарением электронным лучом в вакууме с последующим отжигом при 200–250°С на воздухе или ионно-плазменным напылением из предварительно спрессованной таблетки ITO. Поверхностное слоевое сопротивление полученных пленок ITO с геометрической толщиной l , необходимой для двухслойного просветления (1100–1200 Å), составило от 80 до 100 Ом/□. Спектральная кривая отражения от поверхности кремниевых солнечных элементов с двухслойным просветляющим покрытием ZnS–ITO до и после приклейки защитной стеклян-

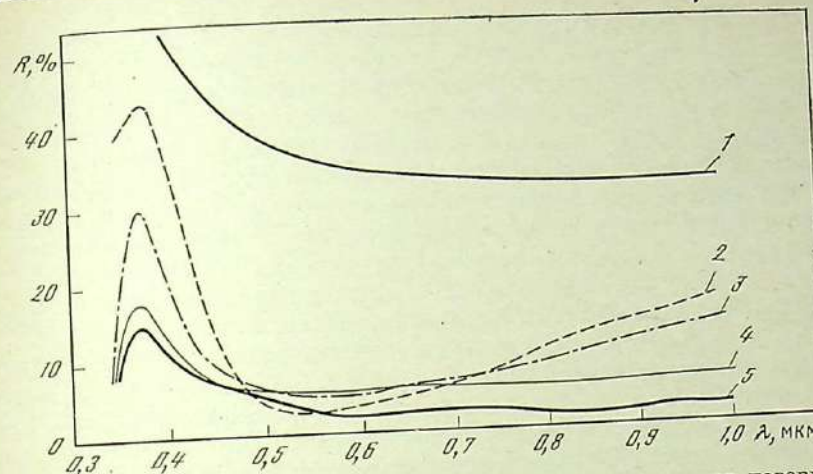


Рис. 3.1. Спектральная зависимость коэффициента отражения от поверхности кремниевых солнечных элементов с разными просветляющими покрытиями: 1 — без просветляющего покрытия; 2 — однослойная пленка ZnS ($l=630$ Å); 3 — двухслойное покрытие из пленок ZnS ($l=520$ Å) + ITO ($l=1170$ Å); 4, 5 — после приклейки защитного стекла к поверхности, просветленной однослойным (4) и двухслойным (5) покрытием соответственно

ной пластины представлена на рис. 3.1 (кривые 3 и 5). Для сравнения приведены кривые отражения от непросветленного кремния (кривая 1) и кремния с однослойным просветляющим покрытием (кривые 2 и 4).

Двухслойное покрытие указанного типа обеспечивает не только низкий коэффициент отражения от поверхности кремния в широкой области спектра, но и снижение поверхностного слоевого сопротивления элементов более чем в два раза, что позволяет увеличить расстояние между контактными полосами на лицевой поверхности и дополнительно поднять КПД за счет уменьшения площади, занимаемой лицевым контактом.

Оптические характеристики, аналогичные представленным на рис. 3.1, были получены при замене слоя сернистого цинка в однослойном и двухслойном просветляющих покрытиях пленками оксидов церия, титана и тантала.

Солнечные элементы с текстурированной поверхностью

Текстурированная поверхность, получаемая после обработки в селективных травителях кремниевых пластин, ориентированных в плоскости {100}, обеспечивает при последующем нанесении даже однослойных просветляющих покрытий весьма низкий (1–2%) коэффициент отражения во всей области спектральной чувствительности солнечных элементов из кремния [281]. Подобный способ

снижения отражения обладает следующим недостатком: поверхность является поглощающей за краем основной полосы поглощения и в связи с этим невозможно пропустить сквозь элемент или отразить нефотоактивную часть солнечного излучения — от 1,1 до 2,5 мкм [23].

Однако текстурированная поверхность позволяет за счет многократных отражений внутри полупроводника поглотить полностью фотоактивное солнечное излучение даже очень тонкими пластинами кремния. Тонкие пластины, необходимые для создания кремниевых солнечных элементов с высоким отношением мощности к весу, могут быть получены травлением исходных пластин монокристаллического кремния, ориентированных в кристаллографической плоскости {100}, в кипящем 20%-ном водном растворе щелочи КОН или NaOH [298]. Скорость травления при этом составляет 5–7 мкм/мин, и через 20–30 мин обычные пластины, расположенные вертикально во фторопластовых сосудах и имеющие начальную толщину 200–250 мкм, превращаются в тонкие, почти пленочные слои толщиной 40–50 мкм, легко изгибающиеся, но прочные. Все дальнейшие операции осуществляются как обычно.

Для термодиффузии легирующих примесей может быть выбран любой из известных методов: диффузия в потоке газа, из пленочных легирующих композиций или через пористую окисную пленку, а также диффузия из твердого источника — керамики или стекла, содержащих фосфор или бор. Создание изотипного барьера осуществляется не только с помощью термодиффузии бора (для базовых слоев из *n*-кремния), но и путем нанесения алюминия в виде пасты с органическим связующим или термическим испарением в высоком вакууме с последующим впеканием напыленного слоя при 800°С в течение 10 мин в печи, промываемой аргоном.

Особенность химического процесса получения тонких пластин — четкая зависимость создаваемого микрорельефа от температуры раствора: если ее поднять выше 100°С, то поверхность получается гладкой и блестящей, если температура раствора менее 100°С (или концентрация щелочи ниже 15–18%), то поверхность будет иметь текстурированный характер с преимущественным возникновением пирамидальных выступов на плоскости {100}.

При высоком КПД солнечных элементов из тонких кремниевых пластин, обеспечиваемом использованием *n*⁺–*p*–*p*⁺–структур и многократного прохождения света за счет применения отражающих покрытий на тыльной стороне пластин, свободной от контактов, отношение мощности к весу будет достигать 1–1,5 кВт/кг [140–142].

Просветление солнечных элементов
с полупрозрачной металлической пленкой на поверхности

Солнечные элементы с барьером Шоттки, полупрозрачные металлические слои в селективной изоляции тепловых коллекторов и поверхность элементов для комбинированных фототермических преобразователей следует просветлять прозрачными непоглощающими ди-

электрическими слоями. Однако выбор материалов для просветляющих слоев настолько ограничен, что, возможно, следует решать поставленную задачу следующим образом: подбирать материал металлического слоя под определенное просветляющее покрытие, а наоборот. Естественно, что прежде всего необходимо определить, при каких сочетаниях материалов и при каких значениях оптических констант и толщины слоев будет достигнуто минимальное значение коэффициента отражения [23, 299]. Конечно, с технологической точки зрения выгоднее получить значительный просветляющий эффект с помощью лишь однослойного покрытия.

Наиболее полное и точное описание оптических эффектов в многослойных тонкопленочных системах дает электромагнитная теория света [291–295]. Методика расчета коэффициентов отражения, пропускания и поглощения оптических систем, разработанная на этой основе, проста и сводится к решению граничной задачи, т. е. к определению стационарных амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного полей на всех границах многослойной системы при поступлении световой волны с определенными характеристиками. Рекуррентные соотношения для комплексных амплитудных коэффициентов отражения и пропускания на (*j*–1)-й границе раздела при нормальном падении света имеют вид

$$r_{j-1} = \frac{f_{j-1} + r_j \exp(-2i\Phi_j)}{1 + f_{j-1}r_j \exp(-2i\Phi_j)}, \quad (3.3)$$

$$t_{j-1} = \frac{g_{j-1} \exp(-i\Phi_j)}{1 + f_{j-1}r_j \exp(-2i\Phi_j)}, \quad (3.4)$$

где

$$f_{j-1} = (N_{j-1} - N_j) / (N_{j-1} + N_j) \quad (3.5)$$

и

$$g_{j-1} = 2N_{j-1} / (N_{j-1} + N_j) \quad (3.6)$$

представляют собой классические коэффициенты Френеля, связанные с (*j*–1)-й границей; $N_j = n_j - ik_j$ — комплексный показатель преломления *j*-го слоя; $\Phi_j = 2\pi N_j l_j / \lambda$ — фазовая толщина последнего, l_j — его геометрическая толщина. На границе раздела последнего, *m*-го слоя и полубесконечной подложки выполняются условия $r_m = f_m$ и $t_m = g_m$. Рекуррентную процедуру начинают со стороны последнего слоя системы и заканчивают определением r_0 и t_0 . Коэффициенты отражения и пропускания системы определяются следующими выражениями:

$$R = |r_0|^2,$$

$$T = |t_0|^2 \operatorname{Re}(N_{m+1}) / n_0, \quad (3.7)$$

где n_0 — показатель преломления среды, из которой поступает излучение (непоглощающая среда); $\text{Re}[N_{m+1}]$ — вещественная часть комплексного показателя преломления полубесконечной подложки.

Для оптической структуры, состоящей из однослойной прозрачной просветляющей пленки диэлектрика на металлическом слое-подложке с комплексным показателем преломления согласно соотношениям (3.3—3.7) имеем

$$r_0 = \frac{f_0 + r_1 \exp(-i4\pi n_1 l_1 / \lambda)}{1 + f_0 r_1 \exp(-i4\pi n_1 l_1 / \lambda)};$$

$$f_0 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}; \quad r_1 = f_1 = \frac{n_1 - n_2 + ik_2}{n_1 + n_2 - ik_2};$$

$$R = \frac{|f_0|^2 + |f_1|^2 + 2|f_0||f_1| \cos(4\pi n_1 l_1 / \lambda + \arg f_0 - \arg f_1)}{1 + |f_0|^2 |f_1|^2 + 2|f_0||f_1| \cos(4\pi n_1 l_1 / \lambda - \arg f_0 - \arg f_1)};$$

где

$$|f_0|^2 = \frac{(n_0 - n_1)^2}{(n_0 + n_1)^2}; \quad |f_1|^2 = \frac{(n_1 - n_2)^2 + k_2^2}{(n_1 + n_2)^2 + k_2^2}; \quad (3.8)$$

$\arg f_0 = \pi$, поскольку $n_1 > n_0$ (для воздуха $n_0 = 1$), и

$$\arg f_1 = \arctg \frac{2n_1 k_2}{n_1^2 - n_2^2 - k_2^2}. \quad (3.9)$$

Условием, определяющим толщину пленки l_1 , которая при данных значениях оптических констант n_1 , n_2 и k_2 и длине волны λ обеспечивает минимальный коэффициент отражения системы

$$R_{\min} = (|f_0| - |f_1|)^2 / (1 - |f_0||f_1|)^2, \quad (3.10)$$

является соотношение

$$4\pi n_1 l_1 / \lambda = \arg f_1 + 2\pi m \quad (m=0, 1, 2, \dots).$$

При $m=0$ получаем

$$n_1 l_1 = \frac{1}{4} \lambda \arg f_1 / \pi, \quad (3.11)$$

согласно уравнению (3.9)

$$n_1 l_1 = \frac{1}{4} \lambda \arctg(2n_1 k_2 / (n_1^2 - n_2^2 - k_2^2)) / \pi, \quad (3.12)$$

откуда видно, что при $k_2=0$ и $n_1 < n_2$ оптическая толщина пленки должна быть равна $\lambda/4$ (результат, хорошо известный для случая просветления непоглощающих поверхностей), а при $n_1 > n_2$ диэлектрическая пленка просветляющего эффекта не дает.

Для просветляющей пленки можно выбрать несколько непоглощающих материалов с различными показателями преломления, например: 1,45 (SiO_2); 2,3 (ZnS); 2,8 (TiO_2 , SiC).

С использованием соотношения (3.12) для каждого фиксированного значения n_1 было построено семейство кривых зависимости оп-

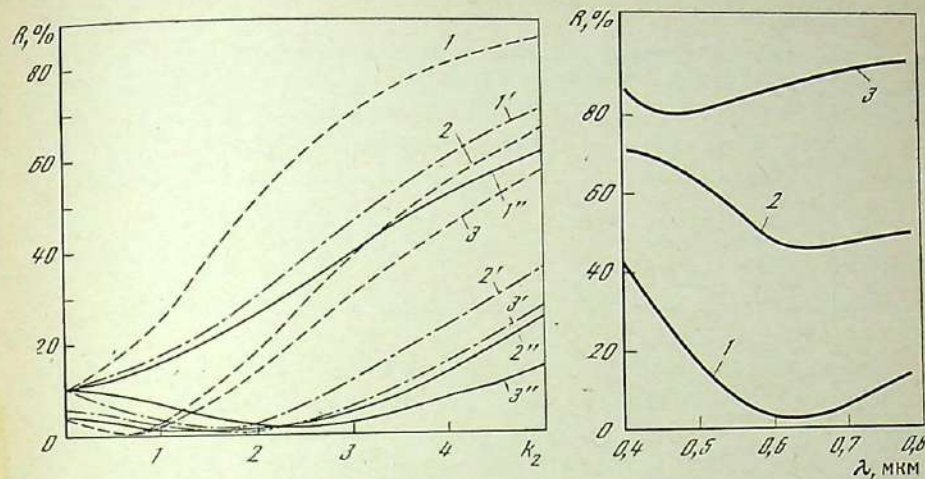


Рис. 3.2. Зависимость коэффициента отражения структуры просветляющее покрытие—просветляемый металл от показателя поглощения металла при различных значениях показателя преломления пленки (n_1) и металла (n_2)
1, 1', 1'' — $n_2=0,5$; 2, 2', 2'' — $n_2=1,5$; 3, 3', 3'' — $n_2=2,0$; 1—3 — $n_1=1,45$; 1'—3' — $n_1=2,3$; 1''—3'' — $n_1=2,8$

Рис. 3.3. Спектральные зависимости коэффициента отражения непрозрачных металлических слоев никеля (1), алюминия (2) и серебра (3) с просветляющей пленкой сернистого цинка различной толщины

1, 3 — $d=350 \text{ \AA}$; 2 — $d=485 \text{ \AA}$

тимальной оптической толщины $d=n_1 l_1$ просветляющей пленки от коэффициентов поглощения подложки k_2 , соответствующих ряду значений показателя преломления подложки n_2 [23, 299]. Эти данные показывают, что при просветлении металлов оптимальная оптическая толщина покрытий должна быть значительно меньше $\lambda/4$.

При каких же соотношениях между оптическими константами достигается нулевое отражение? Если выполняется условие (3.11), то (поскольку R_{\min} определяется уравнением (3.10)) $R_{\min}=0$ при $|f_0|=|f_1|$ с учетом соотношений (3.8) при

$$k_2 = ((n_2 - n_0)(n_1^2 - n_0 n_2) / n_0)^{1/2}. \quad (3.13)$$

Если $k_2=0$, то получаем обычное условие просветления $n_1^2 = n_0 n_2$ для $d=\lambda/4$.

При $k_2 \neq 0$ нулевое отражение может быть, если одновременно выполняются следующие условия:

$n_2 > n_0$ и $n_1 < (n_0 n_2)^{1/2}$, причем оптическая толщина просветляющего слоя удовлетворяет условию $n_1 l_1 = \lambda \arg f_1 / 4\pi$;

$n_2 < n_0$ и $n_1 < (n_0 n_2)^{1/2}$, что невозможно, так как $n_0=1$ и n_1 может быть только больше единицы.

Таблица 3.1

Эффект просветления металлических слоев прозрачной диэлектрической пленкой сульфида цинка

Металл	λ_{\min} , мкм	R, %	l_{ZnS} , нм	R_{\min} , %	$n_2 \lambda_{\min}$	$k_2 \lambda_{\min}$	d_{ZnS}	
							Опыт	Расчет
Ag	0,480	95,0	38,0	79,5	0,30	4,71	$\lambda/5,49$	$\lambda/5,62$
Al	0,650	84,5	48,5	46,0	1,08	4,85	$\lambda/5,83$	$\lambda/5,50$
Ni	0,625	38,5	35,0	1,0	1,54	1,89	$\lambda/7,76$	$\lambda/7,62$

Зависимости, рассчитанные по формуле (3.10) при выполнении условия (3.11), показаны на рис. 3.2. Нулевое отражение соответствует таким значениям k_2 , при которых выполняется соотношение (3.13). Условие получения нулевого отражения для показателя преломления просветляющей пленки имеет вид

$$n_1 = (n_0(n_2 + k_2^2 / (n_2 - n_0)))^{1/2}.$$

Оно справедливо при $n_2 > n_0$ и любых значениях k_2 . Если $n_2 < n_0$ и $k_2 \neq 0$, то значение $R_{\min} = 0$ получить невозможно.

Результаты, приведенные на рис. 3.2, позволяют сделать некоторые предварительные заключения об эффективности применения просветляющих покрытий с различными показателями преломления. Наиболее удачными можно считать покрытия с максимально возможным показателем преломления, так как при фиксированных n_2 и k_2 они обеспечивают наименьшие значения коэффициента отражения. Кроме того, такие покрытия позволяют получать широкий минимум коэффициента отражения, т. е. менее чувствительны к отклонениям n_2 и k_2 от оптимальных значений.

Эти выводы были неоднократно подтверждены на опыте: просветление, например, полупрозрачных слоев никеля, алюминия, серебра покрытием из сернистого цинка с $n=2,3$ приводит к значительно большему увеличению прозрачности слоев [23], чем при нанесении пленки монооксида кремния с $n=1,8 \div 1,9$ [219]. Причем, как уже указывалось, при просветлении поверхности металлов в отличие от диэлектриков оптимальная оптическая толщина покрытия менее $\lambda/4$.

Полученные результаты были подтверждены экспериментально. На стеклянные пластины испарением в вакууме осаждались непрозрачные металлические слои серебра, алюминия и никеля, на поверхность которых напылялась пленка сернистого цинка. Ее толщина контролировалась с помощью кварцевого резонатора, входящего в измерительную систему. Спектральные зависимости коэффициента отражения полученных структур представлены на рис. 3.3, а значения оптической толщины пленок сернистого цинка ($n_{ZnS}=2,3$) приведены в табл. 3.1 в сравнении с результатами расчета по формуле (3.11).

Поскольку оптические константы металлических пленок, особенно серебристых, могут изменяться в зависимости от условий осаждения, предварительно были найдены константы n_2 и k_2 полученных пленок. Для этого требовалось решить совместно два уравнения — (3.10) и следующее:

$$R = \frac{(n_2 - 1)^2 + k_2^2}{(n_2 + 1)^2 + k_2^2}.$$

Первое определяет минимальный коэффициент отражения металлической поверхности с просветляющей пленкой, а второе — коэффициент отражения того же металла без покрытия при длине волны λ_{\min} , соответствующей R_{\min} (R_{\min} и R измерялись экспериментально).

Среди рассмотренных металлов лишь никель имеет благоприятные значения оптических констант, при которых с помощью просветляющего покрытия возможно получение нулевого минимума коэффициента отражения (см. уравнение (3.13)).

Таким образом, наибольший просветляющий эффект можно получить при использовании в качестве верхнего металлического слоя материала коллектора или солнечного элемента таких металлов, как никель, железо, титан, имеющих оптические константы, близкие к позволяющим получать теоретически почти нулевые значения коэффициента отражения. Этот вывод справедлив и для многослойных интерференционных покрытий, в состав которых входят тонкие полупрозрачные металлические пленки.

Следует отметить, что оптические свойства полупрозрачных пленок никеля и титана приближаются к свойствам полупроводниковых слоев [286, 294] и эти пленки могут быть использованы для просветления солнечных элементов из кремния с барьером Шоттки из высокоотражающих металлов, таких, как алюминий [220]. Оптимальная толщина барьерного слоя алюминия выбрана по предварительным результатам измерения спектральных коэффициентов пропускания и отражения, а также слоевого сопротивления металлической пленки на стекле и на кремнии, которое при толщине слоя алюминия 50 Å оказалось равным 200 Ом/□.

Пленка титана толщиной 30 Å, нанесенная поверх алюминиевого слоя, действует как просветляющее покрытие, позволяя увеличить прозрачность слоя алюминия, например, при $\lambda=0,9$ мкм с 29 до 61%.

Просветление поверхности солнечных элементов на основе гетеропереходов

Верхний слой солнечных элементов на основе гетеропереходов пленка ITO—Si, Cu_2S —CdS, AlGaAs—GaAs выполняет две функции: фотоактивной области, в которой генерируются избыточные носители заряда под действием коротковолновой части солнечного излучения,

и токосъемного электрода. Так как показатель преломления слоев ITO, Cu_2S и AlGaAs имеет промежуточное значение между показателем преломления воздуха (или стекла и полимерного защитного слоя) и базового слоя солнечных элементов (как правило, из кремния, сульфида кадмия или арсенида галлия), верхний слой гетероэлементов при оптимизации его оптической толщины может выполнять также роль эффективного просветляющего покрытия. На спектральных зависимостях коэффициента отражения поверхности солнечных элементов на основе гетеропереходов наблюдается отчетливо выраженный минимум за счет эффекта просветления [23].

Расчет и эксперимент показали, что нанесение поверх слоев ITO, Cu_2S , AlGaAs прозрачной просветляющей пленки с $n=1,7 \div 1,8$ (например, из окиси алюминия Al_2O_3) в сочетании с оптимизацией толщины верхнего слоя гетероперехода приводит к образованию двухслойного просветляющего покрытия, которое снижает отражение от поверхности элементов, защищенных стеклом или полимерным слоем с $n=1,5$, практически во всей области спектральной чувствительности солнечных элементов с гетеропереходом. При отсутствии верхнего защитного слоя стекла или полимера (на границе с воздухом $n=1$) оптимальным верхним просветляющим слоем будет служить пленка двуокиси кремния ($n=1,44 \div 1,45$) или фтористого магния ($n=1,38$). Результаты выполненных расчетов достаточно хорошо совпадают с экспериментом [23]. К еще более широкой области низкого отражения приводит нанесение на верхний слой солнечных элементов с гетеропереходом двухслойных просветляющих покрытий.

Одно- и двухслойные просветляющие покрытия, позволяющие заметно уменьшить отражение на границе между поверхностью солнечных элементов на основе гетеропереходов $\text{Cu}_2\text{S}-\text{CdS}$ и $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$ и внешней средой с $n=1,5$ были оптимизированы расчетным путем [300]. Слои Cu_2S и AlGaAs рассматривались в расчетах как неинтерференционные. Результаты расчетной оптимизации для гетеросистемы $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$ представлены на рис. 3.4. В расчетах использовалась предварительно измеренная исходная спектральная чувствительность солнечных элементов на основе гетеросистемы $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$ (рис. 3.4, а, кривая 1).

Пересчет спектральной чувствительности с учетом изменения спектральной зависимости коэффициента отражения после создания просветляющих покрытий проводился по специально составленной программе (на основе известных рекуррентных соотношений [191–195]) с усреднением по фазовой толщине неинтерференционного слоя AlGaAs при использовании формул, аналогичных выведенным для многослойных структур с неинтерференционными слоями стекла, прозрачного каучука и кремния [23]. Несомненно, что в случае слоев AlGaAs оптимальной интерференционной толщины нанесение одно- и двухслойных просветляющих покрытий привело бы к большему снижению коэффициента отражения и увеличению спектральной чувствительности.

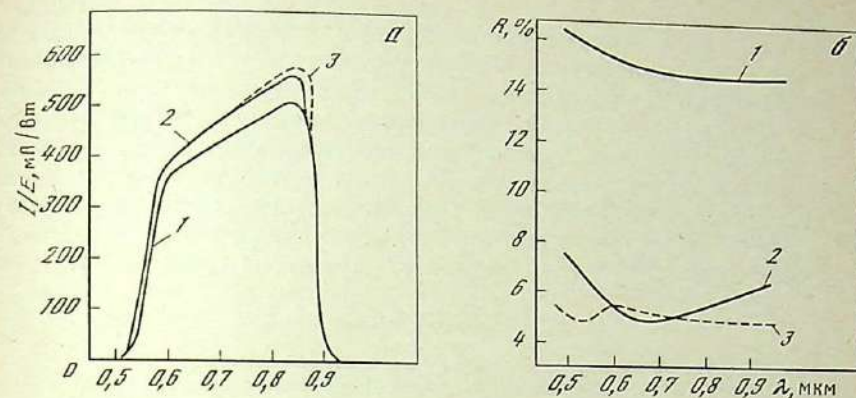


Рис. 3.4. Спектральная чувствительность (а) и коэффициент отражения (б) солнечных элементов с гетеропереходом $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$ при разных просветляющих покрытиях

1 — без просветляющего покрытия; 2 — просветляющее однослойное (оптимальные параметры $n_1=2,1$; $l_1=800 \text{ \AA}$); 3 — двухслойное ($n_1=1,7$, $l_1=1000 \text{ \AA}$ — внешний слой; $n_2=2,3$, $l_2=750 \text{ \AA}$ — внутренний слой)

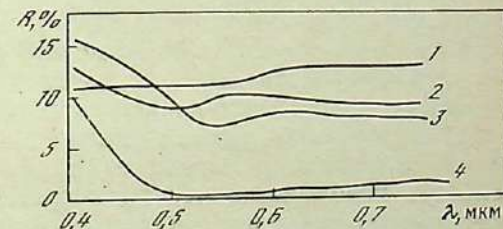


Рис. 3.5. Спектральная зависимость коэффициента отражения тонкопленочных солнечных элементов с гетеропереходом $\text{Cu}_2\text{S}-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$

1, 2 — слой Cu_2S получен реакцией в твердой фазе и химической обработкой соответственно; 3, 4 — после нанесения на элементы со слоем Cu_2S , образованным химической обработкой, просветляющих покрытий ZnS ($d=0,12 \div 0,13 \text{ мкм}$) и SiO_2 ($d=0,13 \div 0,14 \text{ мкм}$) соответственно

Следует отметить, что возможности использования верхней фотоактивной области гетероперехода в качестве одного из слоев многослойного просветляющего покрытия заметно уменьшаются, когда показатели преломления верхнего и базового слоев солнечных элементов с гетеропереходом близки или равны. Так, при добавлении сульфида цинка в базовый слой сульфида кадмия тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеропереходов с верхним слоем из сульфида меди наблюдается увеличение ширины запрещенной зоны базового слоя и уменьшение его показателя преломления до значений, характерных для показателя преломления сульфида меди. Это явление обуславливает отсутствие интерференционного минимума на спектральной зависимости коэффициента отражения от поверхности тонкопленочных солнечных элементов с гетероструктурой $\text{Cu}_2\text{S}-\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ [187]. Полученная на внешней поверхности элемен-

тов испарением в вакууме просветляющая пленка сульфида цинка с показателем преломления, близким к показателю преломления сульфида меди и базового слоя $Zn_xCd_{1-x}S$, не привела к появлению сколько-нибудь выраженного интерференционного минимума на спектральной зависимости коэффициента отражения (рис. 3.5, кривая 3) и улучшению свойств солнечных элементов такой структуры. Однако нанесение просветляющей пленки двуокиси кремния позволяет и в этом случае уменьшить коэффициент отражения от поверхности солнечных элементов с гетеропереходом (см. кривую 4).

Радиационно-защитные покрытия солнечных элементов на основе стекол, накапливающих объемный заряд

Значительный защитный эффект, достигаемый с помощью прозрачных покрытий из плавленного кварца или нетемнеющего стекла, для солнечных элементов и батарей, работающих в радиационных поясах Земли, достаточно подробно рассмотрен в работах [22, 23, 96]. Поглощая или ослабляя низкоэнергетическую протонную и частично электронную компоненты радиационных поясов, сравнительно тонкие (толщиной 0,3–0,5 мм) стеклянные покрытия заметно уменьшают количество частиц, попадающих в солнечный элемент, и тем самым снижают уровень радиационных повреждений, в несколько раз удлинняя срок активного существования элементов и батарей в условиях интенсивного корпускулярного облучения.

Дополнительный эффект защиты от воздействия космической радиации может быть достигнут, если в качестве покрытия солнечных элементов использовать стекла, способные накапливать объемный электрический заряд под действием электронов радиационных поясов Земли. Наземные исследования показали, что доза радиации за покрытием, содержащим объемный заряд, может снижаться в зависимости от соотношения между пробегом электронов и толщиной покрытия на 10–40%. В этом случае эффект ослабления потока электронов достигается за счет их взаимодействия не только с веществом покрытия, но и с его внутренним электрическим полем [283].

Использование явления накопления заряда в покрытиях в условиях радиационных поясов Земли позволяет повысить эффективность радиационной защиты без проведения предварительной зарядки стекол на Земле.

Среди диэлектрических материалов, обладающих термостойкостью, радиационно-оптической устойчивостью, способностью образовывать под влиянием потока электронов сильные внутренние электрические поля с высоким (до десятков и сотен часов) временем релаксации, наилучшее сочетание свойств характерно для фосфатных неорганических стекол [284]. Среди фосфатных стекол наибольший эффект воздействия внутреннего поля на возрастание коэффициента

обратного отражения электронов наблюдается при использовании стекла с эффективным атомным номером $Z_{эф}=8$ и плотностью 2,5 г/см³ [285].

Оптические покрытия для электромагнитно-чистых солнечных батарей

Уменьшение собственного электромагнитного поля солнечной батареи, которое часто вносит искажения в результаты показаний многих датчиков и приборов космических аппаратов, в частности измеряющих распределение заряженных частиц в радиационных поясах Земли, представляет собой серьезную научную проблему [21]. Если снижение магнитной составляющей поля достигается встречным взаимным расположением токопроводящих соединений солнечных элементов, то электрическая часть поля может быть уменьшена лишь при использовании прозрачных электропроводящих покрытий на внешней поверхности радиационно-защитных стекол, соединенных между собой и замкнутых на корпус аппарата [21]. Разработаны разнообразные прозрачные электропроводящие покрытия, наносимые различными методами на тонкие стеклянные пластины, в том числе на защитные покрытия солнечных батарей, и состоящие из легированных широкозонных полупроводниковых окислов, таких, как двуокись олова, трехокись индия и их смеси [218], или выполненные в виде трехслойных структур диэлектрик—полупрозрачный металл—диэлектрик [23]. На внешнюю поверхность защитных стекол, несомненно, целесообразнее наносить светостойкие и механически прочные покрытия из широкозонных полупроводниковых окислов. Наиболее сложный вопрос из возникающих при создании покрытий для решения столь необычной научно-технической задачи — оптимизация их толщины и поверхностного слоевого сопротивления. Хорошо проводящие толстые пленки подобных окислов имеют высокое отражение в инфракрасной области спектра и низкий интегральный коэффициент теплового излучения ϵ , что резко увеличивает рабочую температуру солнечных батарей и приводит к падению КПД. В то же время рост поверхностного слоевого сопротивления ухудшает экранирующие свойства покрытий и затрудняет создание системы электромагнитной защиты.

Измерения интегральных оптических коэффициентов прозрачных проводящих покрытий, полученных разнообразными технологическими методами на внешней поверхности радиационно-защитных стеклопленок солнечных батарей, проводились при комнатной температуре на фотометре ФМ-59 и термодиметре ФМ-63, а поверхностного слоевого сопротивления $\rho_{сл}$ — зондовым методом (табл. 3.2). При поверхностном слоевом сопротивлении электропроводящих покрытий от 1,0 до 2,0 кОм/□ коэффициент излучения ϵ возрастает до значений, которые обеспечиваются кварцевыми защитными стеклами [21].

Таблица 3.2

Характеристики прозрачных электропроводящих покрытий на радиационно-защитных стеклах батарей

Метод нанесения	ρ , кОм/□	ε	α_0
10% SnO ₂ + 90% In ₂ O ₃ Ионно-плазменное напыление в среде аргона	0,02	0,24	0,84
	0,1	0,52	0,87
	1,2	0,82	0,91
	0,05	0,31	0,85
Электронно-лучевое испарение в вакууме с последующим термическим отжигом SnO ₂	0,6	0,64	0,89
	2,0	0,82	0,91
Ионно-плазменное напыление в среде аргона In ₂ O ₃	0,7	0,78	0,9
	1,0	0,80	0,91

Примечание. Измерения характеристик покрытий были проведены на защитных стеклах, приклеенных к поверхности солнечных элементов прозрачным кремнийорганическим каучуком [5].

Результаты спектральных измерений коэффициента зеркального отражения (рис. 3.6) отчетливо показывают, что низкое значение коэффициента ε при высокой электропроводности оксидных покрытий обуславливается металлическим характером отражения. Эксперимент показал, что при поверхностном слоевом сопротивлении покрытий от 1,0 до 2,0 кОм/□ удается создать надежную систему электростатического экранирования электрической части собственного электромагнитного поля солнечных батарей [301]. При этом интегральный коэффициент теплового излучения поверхности солнечных элементов составляет 0,8—0,82, что позволяет поддерживать на достаточно низком уровне равновесную рабочую температуру электромагнитно-чистых батарей.

3.2. Солнечные элементы, используемые в комбинированных фототермических установках

Одна из наиболее перспективных моделей преобразователей солнечной энергии — комбинированная фототермическая установка, вырабатывающая одновременно тепловую и электрическую энергию, имеющая более высокий КПД по сравнению с КПД тепловой коллектора и суммарным КПД тепловой и фотоэлектрических установок,

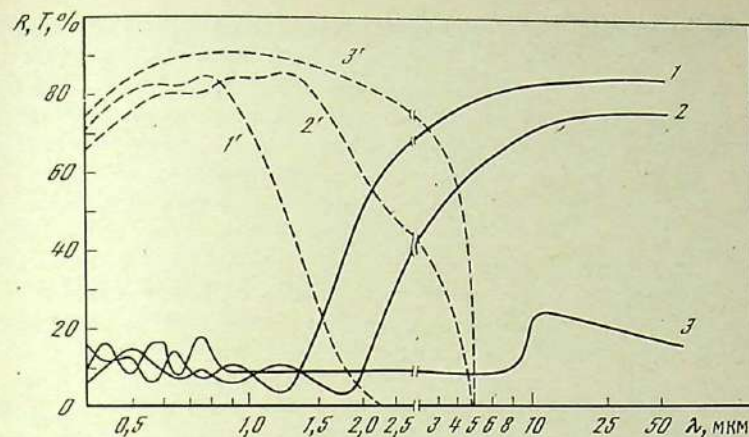


Рис. 3.6. Спектральная зависимость коэффициентов отражения (1—3) и пропускания (1'—3') радиационно-защитных стекол для солнечных элементов с полупроводниковыми напылениями на их внешней поверхности прозрачными электропроводящими пленками ITO (10% SnO₂—90% In₂O₃) с различным поверхностным слоевым сопротивлением

1, 1' — 0,02 кОм/□; 2, 2' — 0,1; 3, 3' — 1,0 кОм/□

работающих в отдельном режиме. Эффективные фототермические преобразователи могут быть созданы на основе коллекторов солнечной радиации, у которых вместо селективных покрытий на поглощающей поверхности установлены полупроводниковые фотоэлементы [302, 303]. В фототермических установках могут использоваться плоские коллекторы, однако для повышения КПД преобразования солнечной энергии в тепловую и удешевления систем целесообразно применять наиболее эффективную конструкцию трубчатых вакуумированных коллекторов в сочетании с концентраторами солнечного излучения [23]. Фотоэлементы в таких системах преобразуют солнечное излучение в электрическую энергию и одновременно выполняют функции селективной поверхности.

Благодаря высокому энергетическому выходу комбинированные фототермические преобразователи могут широко применяться в наземных условиях при создании солнечных домов. Кроме того, существуют специфические области применения таких преобразователей энергии, например в системах теплорегулирования космических аппаратов.

В фототермических установках можно использовать кремниевые фотоэлементы, технология изготовления которых хорошо разработана. Одна из основных причин, ограничивающих возможность получения высоких значений КПД планарных фотоэлементов при концентрированном излучении, связана с потерями мощности на сопротивлении растекания легированного слоя и сопротивлении контактных полос на рабочей поверхности. Однако для создания фото-

элементов, работающих в фототермических установках, требуется оптимизация не только электрофизических, но и оптических параметров. Поверхность фотоэлементов даже без применения специальных покрытий обладает селективными свойствами (просветленная полированная поверхность сильнолегированной кремниевой пластины имеет интегральный коэффициент поглощения солнечной радиации $\alpha_c \approx 0,9 \div 0,92$ и интегральный коэффициент собственного теплового излучения $\varepsilon \approx 0,19 \div 0,24$), однако при слишком большой толщине легированного слоя ($l_n \approx 2 \div 3$ мкм) [23, 109].

Для солнечных элементов, используемых в фототермических установках, необходимо разработать конфигурацию контактной сетки на рабочей поверхности, максимально снижающую сопротивление растекания тонкого ($l_n \approx 0,3 \div 0,5$ мкм) легированного слоя, и создать оптические покрытия, позволяющие получить $\varepsilon \approx 0,1$ [304]. При этом поверхность должна хорошо поглощать солнечное излучение не только в области спектральной чувствительности фотоэлемента, но и за краем основной полосы поглощения кремния [305].

Оптические свойства покрытий солнечных элементов фототермических установок

Для солнечных элементов, используемых в фототермических установках или коллекторах, были разработаны на основе полупрозрачных металлических пленок и диэлектрических слоев интерференционной толщины покрытия двух типов [306].

Селективные покрытия первого типа, предназначенные для солнечных элементов, работающих в условиях концентрированного солнечного излучения [304], наносятся на лицевую поверхность обычных солнечных элементов со сплошным тыльным контактом. Помимо того, что эти покрытия обеспечивают необходимые оптические свойства в широком спектральном диапазоне, их применение позволяет решить проблему снижения последовательного сопротивления солнечных элементов, что является обязательным условием для эффективного преобразования солнечной энергии в электрическую при повышенной интенсивности излучения.

Селективные покрытия второго типа, разработанные для солнечных элементов, прозрачных в инфракрасной области спектра [23, 110, 111], наносятся на их тыльную поверхность и позволяют повысить поглощательную способность α_c (повышая полезное тепловое использование солнечного излучения за краем основной полосы поглощения полупроводника) и одновременно уменьшить собственное тепловое излучение. При однократной солнечной освещенности наиболее высокие электрические характеристики имеют солнечные элементы с покрытиями именно этого типа.

Экспериментальные исследования по созданию многослойных селективных покрытий основывались на результатах расчетной оптимизации (см. 3.1 и работы [23, 111, 304]).

Для получения селективных покрытий первого типа применялись солнечные элементы с глубиной залегания p - n -перехода $l_n \approx 0,8$ мкм, легированный слой которых создавался методом термодиффузии через пористую окисную пленку и имел ступенчатое распределение примесей [121, 122, 125]. Покрытия наносили методом термического испарения в вакууме при давлении порядка 10^{-3} Па. Чтобы предохранить солнечные элементы от закорачивания в процессе напыления металла, их края и торцы защищались маской. Создание таких покрытий потребовало проведения довольно большого объема экспериментальных исследований, поскольку, помимо получения необходимых оптических характеристик, следовало обеспечить омический контакт покрытия с поверхностью солнечного элемента и низкое слоевое сопротивление тонкого металлического слоя, являющегося составной частью элемента.

Изучавшиеся структуры схематически изображены на рис. 3.7. Первоначально пленка серебра толщиной $l \approx 70$ Å создавалась непосредственно на поверхности солнечного элемента и на эту пленку наносился просветляющий слой сульфида цинка толщиной $l \approx 500$ Å (см. рис. 3.7, а). При напылении в вакуумной камере устанавливалась стеклянная пластина, и толщина металлической пленки контролировалась по степени прозрачности системы пленка серебра — стекло при $\lambda = 0,65$ мкм. Пленка серебра толщиной $l \approx 70$ Å на стеклянной подложке имела коэффициент пропускания $T \approx 60\%$, что близко к данным, опубликованным в работе [293, 294]. Слоевое сопротивление пленки, измеренное четырехзондовым методом, составляло приблизительно $5 \text{ Ом}/\square$. Последовательное сопротивление солнечных элементов с таким покрытием, определявшееся по методу, предложенному в статье [71], уменьшалось, однако было не ниже $0,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

Последовательное сопротивление кремниевых солнечных элементов менее $0,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ удалось получить при нанесении более толстой ($l \approx 90$ Å) пленки серебра (что соответствует коэффициенту пропускания системы пленка серебра—стекло $T \approx 40\%$ [293, 294] и слоевому сопротивлению пленки $\rho_{\text{сл}} \approx 2 \text{ Ом}/\square$), а также путем предварительного напыления на поверхность солнечного элемента тонкого (коэффициент пропускания на стекле $T \approx 90\%$) подслоя хрома или титана (см. рис. 3.7, б, в). Потребовалось подобрать соответствующий режим термообработки в вакууме (200 – 220°C ; $0,5$ ч). Этот режим использовался и в дальнейшем при создании покрытий данного типа.

Солнечные элементы, структура которых показана на рис. 3.7, а, в, отличаются тем, что у последнего на поверхность кремния предварительно нанесен слой сульфида цинка толщиной $l \approx 500$ Å. Кроме солнечных элементов, в качестве подложек при напылении использовались легированные кремниевые диски без контактов, служившие контрольными образцами для измерения коэффициентов отражения.

Спектральные зависимости коэффициента отражения оптических

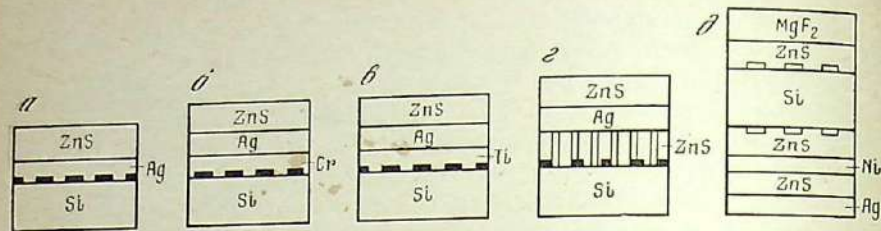


Рис. 3.7. Структура предназначенных для фототермических установок и коллекторов селективных солнечных элементов

a–*e* — обычные со сплошным тыльным контактом; *θ* — прозрачные в инфракрасной области

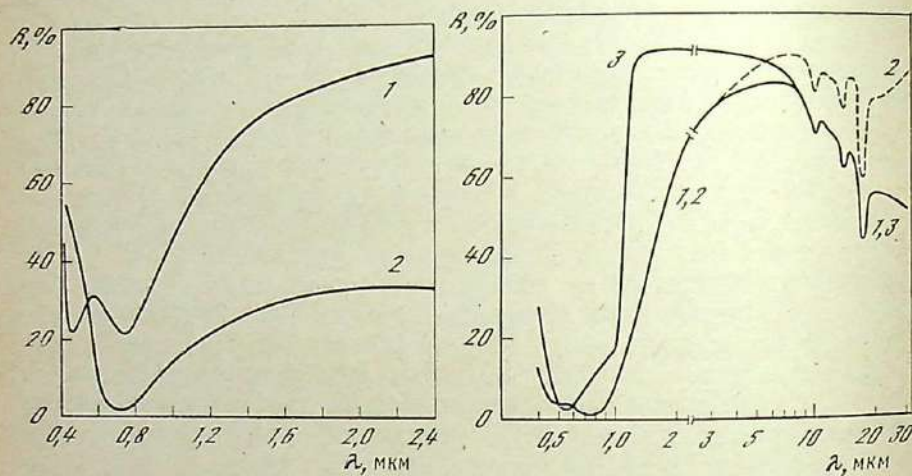


Рис. 3.8. Спектральные зависимости коэффициента отражения различных селективных оптических покрытий на поверхности легированных кремниевых пластин с *p*–*n*-переходом

1 — ZnS—Ag—ZnS; 2 — ZnS—Ag

Рис 3.9. Спектральные зависимости коэффициента отражения кремниевых пластин с отражающим тыльным слоем непрозрачного серебра и селективными покрытиями

1, 2 — MgF₂—ZnS—Si—ZnS—Ni—ZnS (1 — $\rho_{Si}=1$ Ом·см; 2 — $\rho_{Si}=25$ Ом·см); 3 — ZnS—Si ($\rho=1$ Ом·см)

селективных покрытий на основе структур сульфид цинка—серебро—сульфид цинка—кремний и сульфид цинка—серебро—кремний, у которых слой серебра имел одинаковую толщину (коэффициент пропускания на стекле составлял примерно 40%), приведены на рис. 3.8. По ходу кривых в инфракрасной области спектра можно судить об электрических свойствах поверхности покрытия сульфид цинка—серебро—суль-

фид цинка свидетельствует о том, что пленка серебра, нанесенная на слой сульфида цинка, по электропроводности существенно превосходит пленку серебра, нанесенную непосредственно на поверхность кремния. Действительно, измерения показали, что для структуры сульфид цинка—серебро—кремний $\epsilon=0,1$, а для структуры сульфид цинка—серебро—кремний $\epsilon=0,6$. Различная электропроводность пленок объясняется более совершенной структурой пленок серебра в системе сульфид цинка—серебро—сульфид цинка—кремний. Аналогичное явление было отмечено при нанесении однослойных пленок серебра и структур серебро—сульфид цинка на поверхность стекла [307, 308]. Пленка серебра, полученная испарением в вакууме на поверхность кремния или стекла без подслоя сульфида цинка, имеет трещины и разрывы.

При создании структуры сульфид цинка—серебро—сульфид цинка—кремний вследствие регулярной пористости слоя сульфида цинка, нанесенного непосредственно на поверхность кремния, осуществляется контакт пленки серебра с кремнием, что подтверждается низкими значениями последовательного сопротивления (0,2–0,5 Ом·см²) солнечных элементов этой структуры.

Таким образом, селективные покрытия сульфид цинка—серебро—сульфид цинка, наносимые на лицевую поверхность кремниевых солнечных элементов, обеспечивают $\epsilon \approx 0,1$ и прирост тока короткого замыкания порядка 15% (за счет частичного просветления поверхности кремния в спектральной области чувствительности элементов). Наличие пленки серебра приводит к довольно быстрому возрастанию коэффициента отражения структуры в ближней инфракрасной области и, следовательно, к недостаточно полному поглощению солнечного излучения, основная часть которого сосредоточена в области длин волн $\lambda < 4$ мкм, в то время как некоторое поглощение света с превращением его в тепло в самой пленке серебра не является отрицательным эффектом в комбинированном фототермическом преобразователе солнечной энергии.

Для изготовления экспериментальных образцов многослойных селективных покрытий второй группы, расположение слоев в которых показано на рис. 3.7, *д*, применялся кремний *p*-типа с удельным сопротивлением $\rho_{Si}=1$ и 25 Ом·см, используемый для создания солнечных элементов на основе *p*–*i*–*n*- и *n*⁺–*n*–*p*⁺-структур. Толщина полированных кремниевых пластин составляла 0,3 мм, остальные слои структуры имели толщину, близкую к оптимальной расчетной [23]. Покрытия осаждались методом вакуумного испарения, контроль толщины слоев осуществлялся с помощью предварительно градуированного кварцевого резонатора.

Спектральные зависимости коэффициента отражения полученных структур, у которых толщина слоя никеля составляла приблизительно 100 Å, а в качестве высокоотражающего металла применялось серебро, изображены на рис. 3.9 (кривые 1 и 2). Для сравнения приведена спектральная характеристика структуры с однослойным

просветляющим покрытием из сульфида цинка и непрозрачным слоем серебра, нанесенным непосредственно на тыльную поверхность (кривая 3).

Предлагаемые покрытия (кривые 1, 2) обеспечивают в условиях АМ2 и АМ1,5 интегральное значение коэффициента поглощения $\alpha_c \approx 0,90$. Однако при использовании кремния с $\rho_{Si} = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (кривая 1) при $\lambda > 8 \text{ мкм}$ наблюдается резкое снижение коэффициента отражения, в результате чего ϵ (при комнатной температуре) составляет 0,34. Это снижение R , как показали измерения в инфракрасной области спектральных зависимостей коэффициентов пропускания и отражения полированных кремниевых пластин толщиной 0,3 мм (без каких-либо покрытий), вызвано увеличением поглощательной способности кремния $A = 1 - R - T$.

Расчеты, выполненные И. П. Гавриловой, позволили оценить, насколько снизится поглощательная способность при уменьшении толщины кремниевой пластины (при $\rho_{Si} = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), допустим, от 0,3 до 0,1 мм. Для определения показателя поглощения k кремния в инфракрасной области использовалось известное значение его показателя преломления $n = 3,42$ [25, 27, 28] и какая-либо одна из следующих формул для оптической системы воздух-кремний-воздух:

$$R = 1 - \frac{(1-r)(1-r \exp(-8\pi kl/\lambda))}{1-r^2 \exp(-8\pi kl/\lambda)} \quad (3.14)$$

или

$$T = \frac{(1-r)^2 \exp(-4\pi kl/\lambda)}{1-r^2 \exp(-8\pi kl/\lambda)}, \quad (3.15)$$

полученных суммированием интенсивностей (пластина кремния имеет неинтерференционную толщину l) многократно отраженных лучей с учетом того, что в результате однократно прохождения слоя поглощающего материала толщиной l интенсивность излучения ослабляется в $\exp(-4\pi kl/\lambda)$ раз. В соотношениях (3.14) и (3.15)

$$r = |f_0|^2 = |f_1|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2},$$

где $|f_0|^2$ и $|f_1|^2$ — френелевские коэффициенты отражения на границах воздух-кремний и кремний-воздух. Значения R и T были взяты по результатам измерений пластин кремния с $l = 0,3 \text{ мм}$.

Найденные значения k при $\lambda = 10, 20, 25$ и 30 мкм составляют 0,0004; 0,0013; 0,0021 и 0,027 соответственно. Поглощательная способность $A = 1 - R - T$, рассчитанная с использованием формул (3.14) и (3.15) для $l = 0,1 \text{ мм}$, при $\lambda = 10, 20, 25$ и 30 мкм снижается с 11,5; 23,5; 25,0 и 26,5% (экспериментальные данные для $l = 0,3 \text{ мм}$) до 4,9; 7,6; 9,6 и 10,0% соответственно. Таким образом, при уменьшении толщины кремниевой пластины, на которую наносится селективное покрытие, можно ожидать значительного снижения ϵ .

Более низкой поглощательной способностью в инфракрасной об-

ласти обладает высокоомный кремний [25, 32, 185]. При использовании кремниевых пластин p -типа толщиной 0,3 мм с $\rho_{Si} = 25 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ получены оптические структуры, имеющие при комнатной температуре $\epsilon = 0,16$. Согласно оценочным расчетам при 100°C нормальная степень черноты этих структур $\epsilon_n = 0,15$, в то время как у структур на основе кремния с $\rho_{Si} = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ она равна 0,3.

Проведенные исследования показали, что нанесением многослойных селективных покрытий на высокоэффективные солнечные элементы, прозрачные в инфракрасной области, можно повысить α_c до 0,9 за счет поглощения солнечного излучения в более широком спектральном диапазоне и одновременно достичь значений $\epsilon \leq 0,16$ благодаря высокой отражательной способности структуры в инфракрасной области. Выходные электрические характеристики солнечных элементов при этом не снижаются по сравнению с исходными, в то время как высокие значения отношения α_c/ϵ обеспечивают значительное увеличение тепловой составляющей КПД фототермической установки или коллектора.

Оптимизация электрофизических характеристик солнечных элементов, предназначенных для фототермических установок с концентраторами излучения

Параметры солнечных элементов из любого полупроводникового материала с высоким исходным КПД, измеренным в условиях однократной внеатмосферной или земной освещенности, резко ухудшаются при увеличении концентрации солнечного излучения, если их последовательное сопротивление составляет 0,5–0,6 Ом·см², что характерно для большинства элементов, используемых при создании солнечных батарей обычной конструкции. Даже при сравнительно небольших значениях коэффициента концентрации ($C = 20 \div 50$), при которых особенно эффективно применение тепловых и фотоэлектрических преобразователей солнечного излучения с селективными покрытиями [23], потери по КПД и генерируемой солнечными элементами электрической мощности могут оказаться столь велики, что использование комбинированных фототермических установок и коллекторов с концентраторами станет энергетически и экономически невыгодным. Сохранить высокие исходные электрические параметры и КПД высококачественных солнечных элементов при увеличении степени концентрации падающего излучения можно, если наносить на поверхность тонкого верхнего легированного слоя элементов, оказывающего наибольшее влияние на последовательное сопротивление, частую контактную сетку с оптимизированными размерами полос и полупрозрачные металлические слои (просветленные с одной или обеих сторон), резко уменьшающие поверхностное слоевое сопротивление легированной области.

Оптимизация параметров солнечных элементов, предназначенных для работы в условиях повышенной интенсивности излучения, была

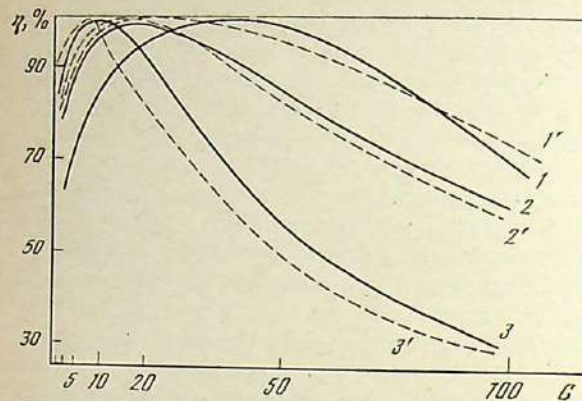


Рис. 3.10. Сравнение экспериментальных (1—3) и теоретических (1'—3') зависимостей КПД кремниевых солнечных элементов от степени концентрации падающего излучения C (условия AM0) при различных значениях последовательного сопротивления

1, 1' — 0,1 Ом·см²;
2, 2' — 0,2;
3, 3' — 0,5 Ом·см²

проведена применительно к элементам с двухслойной структурой легированного слоя (см. рис. 2.1), в приповерхностной области I которой концентрация примесей постоянна, а в области II, прилегающей к $p-n$ -переходу, экспоненциальному распределению примесей соответствует постоянное встроенное электрическое поле [304]. На границе областей I и II существует скачок потенциала, равный $\ln(N_1/N_2)KT/q$.

Такая модель достаточно точно описывает экспериментальное распределение примесей в легированном слое, получаемом при современных методах диффузии примесей в кремний, особенно при диффузии через предварительно созданную анодную пленку с контролируемой пористостью [122, 125]. Предполагалось, что базовая область легирована однородно. Зависимость подвижности и диффузионной длины носителей от концентрации примесей учитывалась введением степенной зависимости $\mu \sim N^{-1/2}$. Расчет коэффициента собирания проводился по формулам, аналогичным приведенным в работе [122]. Отличие состояло в учете большого числа параметров реальных солнечных элементов [304], например конечной скорости поверхностной рекомбинации и концентрации носителей заряда в базовой области.

Обе возможности уменьшения последовательного сопротивления R_n элементов (создание частой контактной сетки и нанесение многослойных покрытий с включением полупрозрачного металлического слоя) были использованы при получении образцов солнечных элементов, изготовленных специально для проведения сравнения рассчитанных теоретических зависимостей с экспериментальными (рис. 3.10), показавшего достаточно хорошее их совпадение. При $R_n \approx 0,1$ Ом·см² максимальное значение КПД достигается при 20–50-кратной интенсивности излучения.

Измерениями в условиях AM2 установлено, что при 30–70-кратной интенсивности КПД таких элементов составляет 12–13%.

Таким образом, в результате проведенных исследований созда-

ны кремниевые солнечные элементы с оптимизированными электрическими и оптическими параметрами для использования при повышенных концентрациях солнечного излучения в фототермических устройствах.

3.3. Селективные покрытия поверхности фототермических установок, свободной от солнечных элементов, и тепловых коллекторов

Солнечными элементами, как правило, занята не вся рабочая поверхность комбинированной фототермической установки, причем соотношение между свободной и покрытой элементами площадью поверхности зависит от того, какую часть преобразованной солнечной энергии следует получить в виде электрической энергии, а какую часть — в форме тепловой. На свободную поверхность комбинированной установки целесообразно нанести селективное покрытие с высоким отношением коэффициентов α_c/ϵ , чтобы дополнительно увеличить КПД преобразования солнечного излучения в тепловую энергию. Перед такими покрытиями (в отличие от покрытий на поверхности солнечных элементов) не стоит сложное ограничивающее условие — совмещать большое отношение α_c/ϵ с высокой прозрачностью в области спектральной чувствительности солнечных элементов. Эти покрытия, как и покрытия тепловых солнечных коллекторов [23, 218], могут быть непрозрачными во всей спектральной области солнечного излучения, поскольку при небольшой толщине покрытий их тепловое сопротивление (при передаче тепла от поверхности покрытия к теплоприемным элементам установки или коллектора) крайне мало и практически не влияет на теплофизические характеристики устройства в целом.

Покрытия поверхности фототермических установок, свободной от солнечных элементов, и тепловых коллекторов следует разделить по области применения и основным эксплуатационным требованиям на две большие подгруппы:

покрытия для установок и коллекторов плоского типа с воздушным промежутком между внешним изолирующим стеклом и поверхностью, поглощающей солнечное излучение;

покрытия для вакуумированных, в основном трубчатых, фототермических и тепловых коллекторов.

Покрытия первой подгруппы должны иметь $\alpha_c \geq 0,9 \div 0,92$ (при невысокой рабочей температуре порядка 50–60°С коэффициент α_c значительно сильнее, чем ϵ , влияет на КПД преобразования солнечной энергии), но могут обладать небольшим отношением $\alpha_c/\epsilon = 3 \div 5$, поскольку потери на излучение составляют лишь часть суммарных тепловых потерь плоских коллекторов. Наличие воздушного промежутка между стеклом и поглощающей поверхностью, содержащего пары воды, требует создания покрытий, устойчивых к длительному воздействию повышенной влажности при локальных пере-

гревах и интенсивном солнечном облучении. Термическая, световая и коррозионная устойчивость селективных покрытий такого типа должна быть исключительно высокой. Поскольку для изготовления плоских коллекторов чаще всего используется алюминий и его сплавы, не обладающие высокой влагостойкостью без применения особых защитных обработок и покрытий (например, лакирования), то нанесение стабильных селективных покрытий позволяет увеличить срок службы гелиотехнических установок в целом.

Селективные покрытия второй подгруппы работают в условиях, близких к идеальным: помещенная в вакуумированную оболочку теплоприемная поверхность полностью защищена от неблагоприятных атмосферных воздействий; тепловой баланс трубчатых вакуумированных коллекторов практически полностью определяется значением α_c и отношением α_c/ϵ . Задача максимально возможного увеличения отношения α_c/ϵ представляет в этом случае не только теоретический, но и практический интерес. Покрытия с очень высоким значением α_c/ϵ для трубчатых вакуумированных коллекторов были оптимизированы расчетным путем и получены экспериментально. Эти исследования позволили также определить предельно достижимые (при современных возможностях тонкопленочной технологии и использовании подложек с максимальным отражением в инфракрасной области спектра) значения отношения α_c/ϵ для черно-белых селективных покрытий.

Селективные оптические покрытия для плоских коллекторов

Многослойные селективные покрытия, наносимые испарением в высоком вакууме [309, 310]. Свето- и термостойкость таких покрытий можно существенно повысить, если при их получении использовать слой тугоплавких диэлектрических оксидов, таких, как двуокись циркония ZrO_2 , и полупрозрачных пленок из тугоплавких металлов, например из хрома [311]. Подобные структуры из чередующихся стабильных слоев двуокиси циркония—хрома—двуокиси циркония—хрома лучше наносить испарением в высоком вакууме электронным лучом на тонкую, прогреваемую до $300-400^\circ C$ алюминиевую, стальную, никелевую или медную фольгу, которую затем можно приклеить к поверхности плоского коллектора тонким слоем высокопроводящего и эластичного кремнийорганического герметика или каучука [309]. Обладая рядом технологических достоинств, подобный метод позволяет создавать селективные покрытия на коллекторах большой площади без предварительной полировки поверхности. Для полученных покрытий характерны коэффициенты $\alpha_c=0,88\div 0,92$, $\epsilon=0,11\div 0,12$ (измерения при $30^\circ C$) и термостойкость до $250-350^\circ C$.

Селективные покрытия на плоских коллекторах большой площади, созданные традиционным методом — электрохимическим осаждением черного никеля и хрома. Свето- и термостойкость покрытий

этого типа остается невысокой, однако они продолжают привлекать внимание разработчиков [218, 312].

Селективные покрытия, получаемые методом термического разложения — пиролиза металлосодержащих органических соединений. Селективные покрытия на основе черных оксидных пленок кобальта Co_3O_4 изготавливались термическим разложением ацетилацетоната кобальта $(C_5H_7O_2)_2Co$, испаряемого при $150-200^\circ C$, на подложках из алюминиевой фольги, нагретой до $350-450^\circ C$ [313]. При толщине оксида кобальта $0,3$ мкм интегральные оптические коэффициенты α_c и ϵ составляли $0,95$ и $0,08$ (измерения при $30^\circ C$) соответственно, отношение $\alpha_c/\epsilon \approx 11,9$. Покрытия успешно выдержали длительные испытания в камерах повышенной влажности и облучение имитированным солнечным излучением в течение 1440 ч.

Подобные покрытия с аналогичными значениями α_c и ϵ наносились пульверизацией состава, содержащего полумолярный раствор нитрата кобальта и тиомочевину в соотношениях от $1:1$ до $1:1,66$; скорость распыления сжатым воздухом составляла 2 мл/мин [314]. При нанесении на алюминиевую фольгу черной пленки оксидов кобальта толщиной $0,21$ мкм $\alpha_c=0,91\div 0,92$ и $\epsilon=0,13$ (измерения при $100^\circ C$). Температура подложек из фольги размерами 20×20 см в процессе нанесения покрытия поддерживалась на уровне от 130 до $180^\circ C$. Покрытия сохраняли стабильность свойств при нагреве до $220^\circ C$ [314].

Поверхность коллектора с селективными оптическими свойствами, обусловленными заданной шероховатостью. Механической шлифовкой предварительно отполированных коллекторных пластин на поверхности образуются регулярные углубления, соизмеримые по геометрическим размерам с длиной волны солнечного излучения. По отношению к длинноволновому инфракрасному излучению такие пластины остаются зеркально отражающими [315].

Селективно-шероховатые поверхности можно получить на основе пленок дендритной структуры, которые наносятся методом высокотемпературного химического осаждения, например металлического рения, из паровой фазы. Пилообразное дендритное строение поверхности пленки рения способствует увеличению отношения α_c/ϵ поглощающей поверхности солнечных тепловых коллекторов [312].

Известен более простой метод создания селективных покрытий дендритной структуры. Фольга из нержавеющей стали толщиной 50 мкм, содержащая добавки хрома (4%) и алюминия ($0,3\%$), проходила в течение нескольких секунд термообработку при $900^\circ C$ в аргоне с примесью $0,1\%$ кислорода. При этом на поверхности фольги получалась очень тонкая дефектная оксидная пленка, необходимая для образования при дальнейшем окислении на воздухе в течение 8 ч при $900^\circ C$ оксидного слоя дендритной структуры. Длина полученных дендритов (усов) составляла $2,5$ мкм, ширина $0,25$ мкм, расстояние между ними было $0,5-1,0$ мкм. Достигнутое отношение

длины дендритов к ширине, равное 10:1, можно увеличить до 20:1, модифицируя процесс окисления, и значительно улучшить тем самым селективные оптические свойства оксидных покрытий на стали [316].

Селективные покрытия на основе низковакуумных конденсатов металлов. Высокая поглощательная способность таких покрытий обусловлена низкими значениями коэффициента отражения в основной области солнечного спектра и полного поглощения падающего излучения внутри покрытия благодаря большому числу пор и развитой удельной поверхности. Покрытия представляют собой частицы металла, достаточно равномерно распределенные в матрице из смеси оксидов того же металла, образующихся при конденсации пленки в условиях низкого вакуума. Однако подобные покрытия, как правило, обладают невысокой химической и механической устойчивостью [23]. Удалось получить селективные покрытия на основе низковакуумных конденсатов алюминия с повышенной коррозионной и термостойкостью путем усовершенствования процесса осаждения и контролируемого спекания слоев [317, 318]. Для получения стабильных покрытий использовалась одновременно объемная конденсация из пересыщенного металлического пара алюминия и осаждение из молекулярного пучка. Окисление мелкодисперсных частиц конденсатов также способствовало их более прочному сцеплению между собой и повышению адгезии покрытия к материалу подложки. Для покрытий данного типа характерны $\alpha_c = 0,9 \div 0,98$ и $\epsilon = 0,12 \div 0,15$, причем увеличение толщины покрытия и изменение параметров процесса осаждения дают возможность при необходимости поднять ϵ до 0,8, позволяя использовать разработанную методику получения слоев для создания стойких неселективных покрытий приемников инфракрасного излучения.

Двухслойное электрохимическое покрытие на поверхности алюминия. Тонкую анодную оксидную пленку наносят на поверхность металла. Поры пленки, прилегающие к его поверхности, заполняют (методом электрохимического внедрения) поглощающими свет частицами металла типа никеля, при этом внешний слой пленки двуокиси алюминия не содержит атомов никеля и является просветляющим [319]. При проведении электрохимического процесса чрезвычайно трудно добиться получения равномерной анодной пленки с одинаковой общей толщиной, не превышающей долей микрометра (или 1–2 мкм) на всей поверхности алюминиевого коллектора площадью 0,7–1,2 м² (для этого необходимо обеспечить одинаковую плотность тока по всей площади анодируемой поверхности), а увеличение толщины анодной пленки будет приводить к резкому росту коэффициента излучения ϵ . Известно, что при толщине анодной пленки двуокиси алюминия, большей 10 мкм, ϵ составляет уже 0,78–0,8.

Предложено трехслойное электрохимическое покрытие на алюминии и его сплавах, лишенное отмеченного недостатка [320, 321].

Первый слой покрытия, создаваемый непосредственно на поверхности алюминиевого коллектора, состоит также из анодной пленки двуокиси алюминия с порами, заполненными частицами поглощающего металла; второй слой представляет собой гидратированную двуокись алюминия (необходимую для улучшения сцепления первого и третьего слоев покрытия); третий слой покрытия образован нанесением прозрачной проводящей пленки двуокиси олова. Низкое тепловое излучение покрытия в целом ($\epsilon = 0,18 \div 0,25$) обеспечивается в этом случае высокой отражательной способностью верхнего слоя двуокиси олова в инфракрасной области спектра, благодаря чему значение коэффициента ϵ не зависит от толщины первого слоя покрытия и от качества предварительной обработки поверхности коллектора. Оптимизированы толщины слоев, обеспечивающие наилучшее сочетание оптических, механических и эксплуатационных свойств трехслойного покрытия: первый слой — 2–5 мкм, второй — 4–10 мкм, третий (верхний) — 0,4–0,6 мкм [320]. Коэффициент α_c разработанного покрытия 0,9–0,94.

Анодировали коллекторы из алюминиевого сплава АД-1 в 18%-ном водном растворе серной кислоты в течение 40 мин при плотности тока 1,5 А/дм² и температуре электролита 18–20°С. После тщательной промывки анодированных образцов в воде проводилось электролитическое окрашивание на переменном токе в растворе солей никеля, меди и олова. При внедрении в пленку атомов меди использовался электролит следующего состава: CuSO₄ · 5H₂O — 35 г/л; MgSO₄ · 7H₂O — 20 г/л; H₂SO₄ — 5 г/л; pH электролита 1,2–1,4. Процесс проводился при 15 В на ванне в течение 5 мин и затем еще 5 мин при 20 В [321]. Коэффициент ϵ поверхности коллектора из алюминиевого сплава АД-1 при анодировании и окрашивании, например, солями меди составлял 0,87. После нанесения на нагретую до 360–400°С поверхность коллектора третьего слоя прозрачной проводящей двуокиси олова, которое осуществлялось аэрозольным способом (путем распыления раствора четыреххлористого олова SnCl₄ на воздухе пульверизатором при давлении 2–4 ата в течение 20–30 мин), значение ϵ уменьшалось до уровня 0,18–0,25 (измерения при 30°С).

Конечно, для упрощения технологического процесса изготовления селективного покрытия целесообразно все его слои получать одним типным методом. В связи с этим были предприняты исследования, направленные на создание покрытия, каждый из слоев которого наносился бы методом гидролиза в процессе химической пульверизации.

Двухслойные селективные покрытия, создаваемые методом химической пульверизации. Технология позволяет получать эти покрытия при подогреве около 400°С на воздухе поверхности коллектора из любого металла [322]. Первый слой состоял из черной окиси меди CuO и наносился распылением водного раствора нитрата меди Cu(NO₃)₂; второй слой, представлявший собой прозрачную

проводящую пленку двуокиси олова, распылялся пульверизацией хлоридов олова. Время нанесения двухслойного покрытия в целом не превышало нескольких минут, хотя для уменьшения внутренних напряжений в слоях был использован способ получения покрытий из нескольких десятков тончайших пленок [287], каждая из которых (толщиной от 50 до 500 Å) наносилась с помощью специально разработанного пульверизатора с импульсным режимом работы в течение 1–2 с.

Двухслойные покрытия позволили получить интегральные коэффициенты $\alpha_c = 0,88 \div 0,91$ и $\epsilon = 0,25 \div 0,29$. Начаты испытания покрытий в натуральных условиях эксплуатации коллекторов. Нагрев в муфельной печи до 350–400°С в течение 100 ч покрытия выдержали без изменения оптических характеристик. Нанесение поверх слоя двуокиси олова просветляющей пленки двуокиси кремния методом химической пульверизации и гидролиза позволило поднять α_c покрытий до уровня 0,92–0,94 [320–322].

Селективные оптические покрытия для трубчатых вакуумированных коллекторов

В трубчатых вакуумированных коллекторах целесообразно использовать покрытия с большим отношением α_c/ϵ , причем коррозионная устойчивость покрытий в этом случае не имеет значения.

Подобные покрытия позволяют также проводить отжиг радиационных дефектов солнечных батарей или нагрев материалов в вакууме за счет солнечного излучения [323]. При высоком отношении α_c/ϵ покрытий температура металлических пластин или трубок, заключенных в прозрачные вакуумированные оболочки, может достигать нескольких сотен градусов Цельсия даже без применения концентраторов солнечного излучения.

Для трубчатых вакуумированных коллекторов наиболее перспективны следующие методы получения селективных покрытий:

вакуумное осаждение чередующихся диэлектрических и полупрозрачных металлических пленок;

электрохимическое осаждение черных слоев;

одновременное испарение в вакууме диэлектрика и металла (или заранее приготовленной их смеси) с целью создания металлокерамических пленок.

Перед началом экспериментальных исследований в этой области необходимо решить вопрос об оптимизации селективных покрытий, чтобы оценить, какие максимальные значения отношения α_c/ϵ могут быть получены при использовании данных методов создания покрытий.

Расчеты оптических характеристик многослойных структур проводились с помощью ЭВМ М-4030 [324, 325]. Для всех рассматривавшихся моделей селективных покрытий определялся спектральный коэффициент отражения $R(\lambda)$ (по методикам, приводимым в

работах [23, 292–295]) в диапазоне длин волн 0,3–50 мкм. С использованием спектральных зависимостей $R(\lambda)$ по методу деформированной шкалы λ [23, 46] рассчитывались α_c для внеатмосферного солнечного излучения (условия АМ0) и на поверхности Земли (условия АМ2), коэффициент излучения по нормали ϵ_n при 27–500°С и соответствующие значения α_c/ϵ_n . Параметры покрытий (тип материала, толщина слоев) оптимизировались по значению отношения α_c/ϵ_n . У экспериментальных покрытий измерялся также коэффициент излучения в полусферу ϵ_h . Расчетные данные могут быть скорректированы с учетом соотношения $\epsilon_h/\epsilon_n = 1,25 \div 1,30$ [46].

Вакуумные селективные покрытия. В качестве материалов для подложки рассмотрены серебро, алюминий, медь и никель. Данные по оптическим константам толстых (порядка 0,1 мкм) металлических пленок взяты для алюминия и серебра из статьи [46], для меди из публикаций [46, 294, 326], для никеля из работ [326, 327]. Оптические характеристики этих металлов обладают следующими особенностями: серебро и медь имеют наиболее низкие, никель — наиболее высокие α_c и ϵ_n . Это определяет характер чередования металлических слоев в многослойных оптических системах. Наиболее предпочтительные материалы для использования в качестве подложек — серебро, медь, а также алюминий, в то время как для создания промежуточных слоев можно использовать никель.

Были рассчитаны оптические характеристики систем, включающих одно-, двух-, трех- и четырехслойные тонкопленочные покрытия, которые состояли только из диэлектрических прозрачных слоев или представляли собой комбинацию прозрачных и частично поглощающих тонких металлических пленок. Из большого количества диэлектрических материалов выбраны двуокись кремния (показатель преломления $n=1,45$), двуокись алюминия ($n=1,7$) и сульфид цинка ($n=2,3$). Известно, что оптические константы тонких (50–200 Å) металлических пленок значительно изменяются с уменьшением толщины, причем их показатель преломления, как правило, возрастает и они приобретают полупроводниковые свойства [293, 294]. Однако данные по оптическим константам тонких металлических пленок приводятся в литературе лишь для некоторых значений толщины пленок и длины волны или в узком спектральном интервале, поэтому при расчетах пришлось воспользоваться оптическими константами толстых напыленных металлических пленок.

Результаты расчетов показывают, что прозрачные диэлектрические покрытия (даже многослойные) не обеспечивают эффективного просветления поверхности металла в области солнечного спектра. В состав покрытия надо включать частично поглощающие слои (например, никеля), поэтому необходимо использовать диэлектрический материал с наиболее высоким показателем преломления, чтобы обеспечить повышенные значения α_c . В качестве такого материала выбран сернистый цинк ($n=2,3$), который обладает большей про-

зрачностью в инфракрасной области спектра, чем, например, двуокись кремния.

В табл. 3.3 представлены максимальные значения α_c/ϵ_n (наземный солнечный спектр, характерный для условий АМ2, при температуре 100°С), которые по расчетам обеспечивают четырехслойные покрытия никель—сульфид цинка—никель—сульфид цинка на металлических подложках из серебра, меди и алюминия.

Таблица 3.3

Расчетные значения максимального отношения α_c/ϵ_n для четырехслойных покрытий на металлической подложке

Подложка	Оптимальная толщина слоя, Å				α_c/ϵ_n (АМ2, 100°С)	
	Ni	ZnS	Ni	ZnS	без покрытия	с покрытием
Ag	50	200	50	300	2,065	44,599
Cu	50	200	50	300	11,088	38,352
Al	150	200	50	300	4,923	27,648

Электрохимические покрытия. Зависимость показателей преломления и поглощения пленок черного никеля от плотности тока, при которой проводится процесс электрохимического осаждения [328], открывает возможность получения разнообразных по оптическим свойствам селективных покрытий, состоящих, например, из чередующихся слоев интерференционной толщины с высоким и низким показателями преломления. Слоистая структура такого покрытия может быть получена изменением по заранее заданной программе плотности тока при проведении процесса осаждения: увеличение плотности тока приводит к уменьшению показателя преломления. Возможно также плавное изменение химического состава и структуры покрытия по толщине и постепенное снижение показателей преломления и поглощения в направлении от подложки к поверхности.

В качестве материала подложки рассматривались медь и никель, которые могут предварительно электролитически осаждаться на полированную коллекторную поверхность из алюминия или стали [324, 325, 329]. Никель обладает более высоким по сравнению с медью исходным значением степени черноты, однако интересно также оценить оптические характеристики селективных покрытий, нанесенных на подложки из никеля, поскольку он является коррозионно-стойким материалом и покрытия на его основе должны обладать большей стабильностью. Кроме того, никель имеет более низкий коэффициент отражения в области солнечного спектра и, следовательно, повышенную поглощательную способность α_c , что важно при создании покрытий для невакуумированных тепловых коллекторов.

Оптические константы n и k пленок черного никеля [328] считались постоянными в широком спектральном диапазоне 0,3–20 мкм. При создании однослойных покрытий наиболее высокие значения α_c/ϵ_n могут быть получены при $n=1,77$ и $k=0,43$, которые соответствуют наиболее высоким допустимым значениям плотности тока при проведении процесса осаждения. Максимальное отношение α_c/ϵ_n при 100°С достигается при толщине слоя черного никеля $l=900$ Å и в условиях АМ2 равно 13,31 для никелевой подложки и 56,94 для подложки из меди. В условиях АМ0 соответствующие значения α_c/ϵ_n несколько снижаются и составляют 12,88 и 54,81.

Для двухслойных электрохимических покрытий оптимальное сочетание оптических констант черного никеля $n_1=1,77$, $k_1=0,43$ и $n_2=2,07$, $k_2=0,98$ получается, когда внешний слой покрытия имеет наименьшее, а внутренний слой — наибольшее из реально достижимых значений показателя преломления. Максимальные значения α_c/ϵ_n у таких покрытий, однако, лишь незначительно выше, чем у оптимальных однослойных покрытий: при 100°С в условиях АМ2 для двухслойного покрытия на подложке из никеля $\alpha_c/\epsilon_n=13,34$ ($l_1=700$ Å, $l_2=200$ Å), а для двухслойного покрытия на подложке из меди $\alpha_c/\epsilon_n=58,61$ ($l_1=600$ Å, $l_2=300$ Å). Результаты оптимизации трехслойных электрохимических покрытий показали, что такие покрытия не являются более эффективными по сравнению с двухслойными.

Расчетные зависимости отражательной способности подложек из никеля и меди с одно- и двухслойными электрохимическими покрытиями с оптимизированными параметрами представлены на рис. 3.11.

Металлокерамические покрытия. Аналогичные расчеты оптических характеристик проводились для структур с покрытиями из керметных пленок, полученных совместным испарением в глубоком вакууме металла и диэлектрика из двух источников или из таблетки, изготовленной прессованием порошка — смеси металла и диэлектрика (с использованием в этом случае одного электроннолучевого или термического испарителя). Предполагалось, что $n=1,77$ во всем диапазоне спектра 0,3–20 мкм, в то время как $k=0,43$ при $\lambda \leq 3,0$ мкм и $k=0,10$ или 0,05 при $\lambda > 3,0$ мкм. Эти значения оптических констант близки к значениям, опубликованным для керметных пленок из смесей никеля и окиси магния или никеля и двуокиси кремния [330].

Расчетные зависимости отношения α_c/ϵ_n от толщины покрытий на медной подложке представлены на рис. 3.12. Для вакуумного покрытия (кривая I) со структурой сульфид цинка—никель—медь максимальные значения α_c/ϵ_n приведены в зависимости от общей толщины покрытия l (при $l=500$ Å толщина слоя никеля $l_2 \approx 130$ Å, при $l=1200$ Å, $l_2 \approx 170$ Å).

Более сложные вакуумные покрытия, например сульфид цинка—никель—сульфид цинка—никель—медь, позволяют лишь незначительно повысить отношение α_c/ϵ_n — с 37,3 до 38,4.

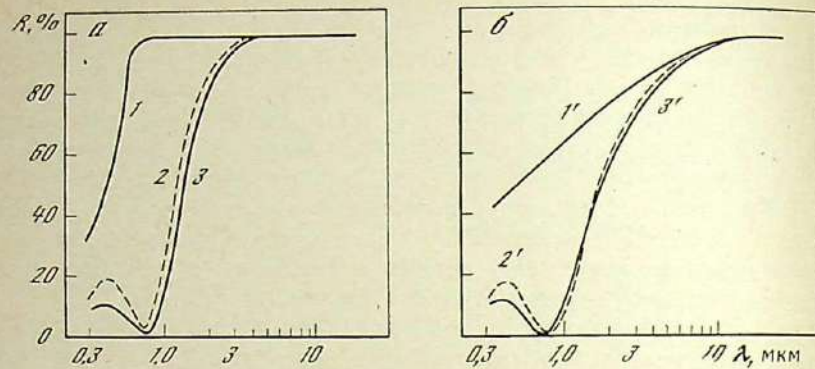


Рис. 3.11. Спектральные зависимости коэффициента отражения полированной поверхности меди (а) и никеля (б) с электрохимическими покрытиями из черного никеля

1, 1' — до просветления; 2, 2' — однослойное покрытие ($n_1=1,77$; $k_1=0,43$ $l_1=900$ Å); 3, 3' — двухслойное покрытие ($n_1=1,77$, $k_1=0,43$, $l_1=600-700$ Å; $n_2=2,07$, $k_2=0,98$, $l_2=200-300$ Å)

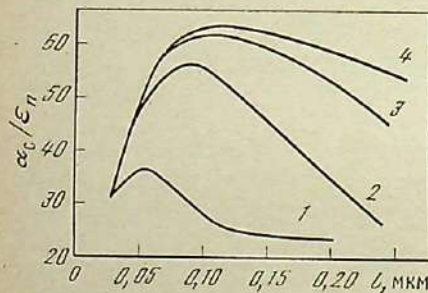


Рис. 3.12. Расчетные зависимости отношения α_c/ϵ_n для наземного солнечного спектра (условия AM2) при температуре коллектора 100°C от толщины селективных покрытий трех типов

1 — ZnS—Ni—Cu;
2 — черный никель — Cu;
3, 4 — керметная пленка — Cu при разных значениях показателя поглощения ($k=0,10$ и $0,05$ соответственно)

В отличие от электрохимических покрытий из черного никеля (кривая 2) керметные пленки при $\lambda > 3$ мкм имеют существенно меньший показатель поглощения: $k=0,10$ (кривая 3) и $k=0,05$ (кривая 4), что и обусловило более высокие значения α_c/ϵ_n керметных покрытий, особенно при большой толщине.

Изменением режима электрохимического осаждения можно добиться для покрытий из черного никеля более благоприятных спектральных зависимостей n и k , аналогичных полученным для керметных покрытий [321].

Проведенные расчеты позволяют сделать два важных практических вывода:

с помощью изученных методов создания селективных покрытий возможно получение селективных поверхностей с большими значениями отношения α_c/ϵ ;

электрохимические и металлокерамические покрытия, представляющие собой структуры из мелких, равномерно распределенных в прозрачной диэлектрической матрице поглощающих частиц метал-

ла, обладают лучшей селективностью оптических свойств и позволяют достичь значительно более высоких значений отношения α_c/ϵ (при большей общей толщине покрытий), чем вакуумные покрытия из чередующихся слоев диэлектрика и полупрозрачного металла.

Эксперимент подтвердил результаты расчета. Для покрытий всех рассмотренных типов удалось получить $\alpha_c > 0,9$, однако лишь при нанесении керметных и электрохимических покрытий коэффициент излучения подложки не изменялся, оставаясь, например, для коллектора из полированной меди на уровне $0,02-0,03$, что говорит о реальной возможности достижения значений $\alpha_c/\epsilon_n = 30-40$ для поглощающих поверхностей трубчатых вакуумированных коллекторов. Электрохимические покрытия на основе двухслойных структур из черного никеля [329] обладают, как показали испытания, достаточно высокой свето- и термостойкостью, если их осаждение ведется не из сернокислых электролитов, как это обычно принято, а из ванн, содержащих хлориды никеля и цинка.

Оптимальный интервал концентрации солнечного излучения и рабочей температуры для коллекторов с селективными оптическими покрытиями

Введение представления об идеальной селективной поверхности и оптимальной пороговой длине волны (при которой низкое отражение в основной области солнечного спектра наиболее выгодно резко изменить на высокое отражение в области собственного теплового излучения поверхности) позволило расчетным путем определить оптимальный интервал концентрации солнечного излучения и рабочей температуры для коллекторов с селективными оптическими покрытиями, а также вычислить, насколько параметры реальных селективных покрытий отличаются от предельных теоретических значений. Обычно подобные расчеты [23] проводились применительно к внеатмосферному солнечному излучению (условия AM0). В работе [331] была выполнена оценка влияния селективных оптических свойств поверхности коллектора на его КПД в условиях излучения не только внеатмосферным спектром Солнца, но и одним из стандартных наземных солнечных спектров (условия AM2), что имеет важное практическое значение для наиболее широкой области применения тепловых и фототермических коллекторов — отопление, кондиционирование, горячее водоснабжение, получение электрической и тепловой энергии для солнечных домов.

Рассмотрим подробнее вопрос о целесообразности применения селективных оптических поверхностей и установим область значений коэффициента концентрации C солнечного излучения, где селективная поверхность с определенной температурой превосходит по тепловому КПД поверхность черного тела.

В идеальном случае селективная поверхность имеет ступенчатый профиль изменения поглощательной способности с пороговой дли-

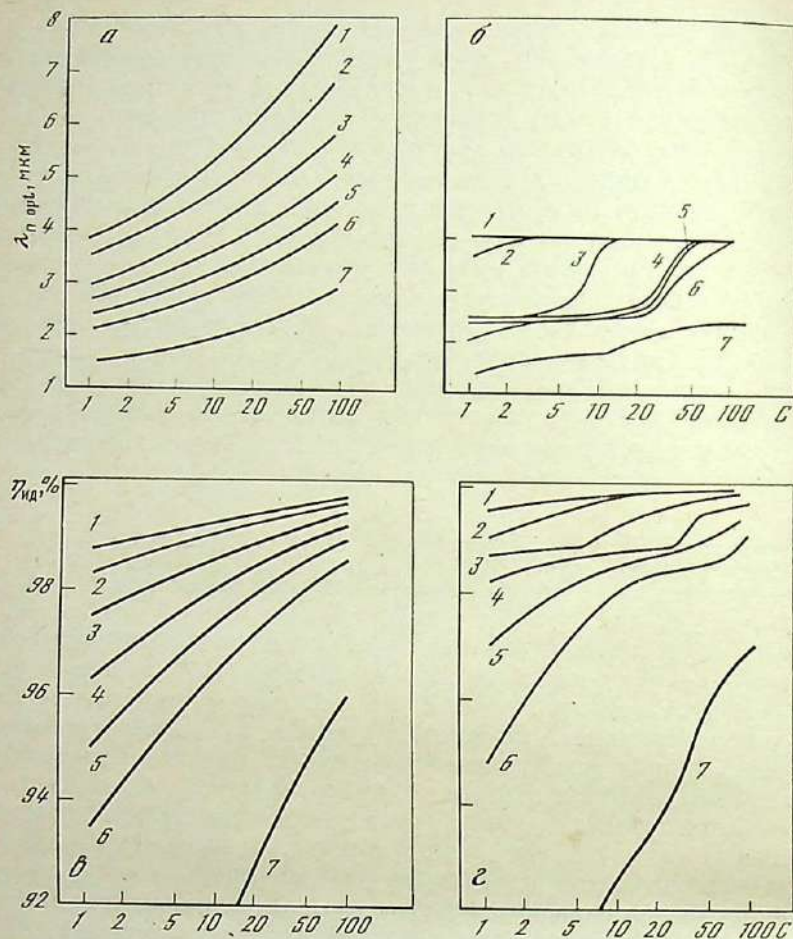


Рис. 3.13. Зависимость спектрального положения оптимальной пороговой длины волны (а, б) и теплового КПД (в, г) идеальной селективной поверхности от коэффициента концентрации C для внеатмосферного (условия АМ0) (а, в) и наземного (условия АМ2) (б, г) солнечного излучения при различных значениях рабочей температуры

1—7 — 70, 100, 150, 200, 250, 300 и 500° С соответственно

ной волны $\lambda_{п, орт}$, определяемой из следующих условий: $\alpha(\lambda) = \epsilon(\lambda) = 1$ при $\lambda < \lambda_{п, орт}$ и $\alpha(\lambda) = \epsilon(\lambda) = 0$ при $\lambda > \lambda_{п, орт}$. Очевидно, что оптимальное значение $\lambda_{п, орт}$, при котором поглощающая поверхность сохраняет максимальное количество энергии для полезной работы, зависит как от коэффициента концентрации излучения, так и от температуры преобразователя.

Расчетные зависимости $\lambda_{п, орт}$ и максимального теплового КПД идеальной селективной поверхности $\eta_{нд}$ от коэффициента концен-

трации C при различных значениях рабочей температуры представлены на рис. 3.13. Эти зависимости были получены исходя из уравнения теплового баланса, записанного в наиболее общей форме. Для условий радиационного теплообмена поглощенное тепло

$$Q_{п} = C\sigma_c E - \epsilon\sigma T^4,$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана; E — мощность падающего солнечного излучения.

Тогда получаем следующее выражение для максимального КПД идеальной селективной поверхности:

$$\eta_{нд} = \alpha_c - \epsilon\sigma T^4 / CE.$$

В наземных условиях

$$\eta_{нд} = \alpha_c - \epsilon\sigma(T^4 - T_0^4) / CE,$$

где среднесезонная температура окружающего воздуха $T_0 = 10^\circ \text{C}$ (принято предположение, что основным источником тепловых потерь является переизлучение, справедливое для вакуумированных преобразователей). В расчетах использовались табличные данные по распределению интенсивности излучения в спектрах АМ0 [332] и АМ2 [333], а также по энергии излучения черного тела в интервале длин волн от 0 до λ [46].

Поскольку солнечный спектр простирается в область $\lambda > \lambda_{п, орт}$, где $\alpha(\lambda) = 0$, а часть спектра излучения черного тела расположена в области $\lambda < \lambda_{п, орт}$, где $\epsilon(\lambda) = 1$, то даже у идеальной селективной поверхности КПД не достигает 100%. Однако при температуре, не превышающей 250°C , что характерно для комбинированных фототермических коллекторов, КПД теплового преобразования идеальной селективной поверхности в условиях АМ0 превышает 95%, а в условиях АМ2 — 97% (см. рис. 3.13, в, г). Сложный характер зависимостей $\lambda_{п, орт}$ и $\eta_{нд}$ для спектра АМ2 объясняется наличием в нем полос поглощения после прохождения излучения через атмосферу Земли. Аналогичная зависимость получена и для спектра АМ1,5.

Сопоставить эффективности преобразования энергии поверхностью черного тела $\eta_{ч,т}$ и идеальной селективной поверхностью $\eta_{нд}$ позволяют графики, приведенные на рис. 3.14. При фиксированном значении C необходимость в селективной поверхности возрастает по мере увеличения температуры. При заданной температуре селективная поверхность оказывается более эффективной, когда концентрация солнечного излучения невысока. Поверхность черного тела, освещаемая сильно концентрированным световым потоком, может переизлучать лишь однократный поток энергии, поэтому значение $\eta_{ч,т}$ приближается к $\eta_{нд}$.

Анализ полученных результатов показывает, что при $T < 300^\circ \text{C}$ и $C = 1 \div 20$ селективные поверхности в сравнении с черными обеспечивают значительно более высокий КПД преобразования энергии.

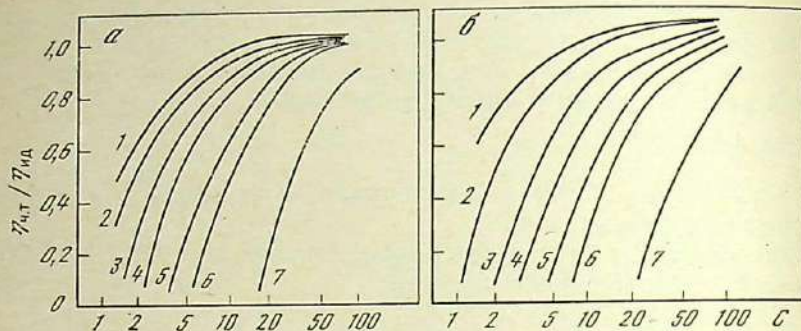


Рис. 3.14. Зависимость отношения теплового КПД поверхности черного тела $\eta_{ч.т.}$ и идеальной селективной поверхности $\eta_{ид.}$ от коэффициента концентрации излучения C для условий АМ0 (а) и АМ2 (б) при различных значениях рабочей температуры

1—7 — 70, 100, 150, 200, 250, 300 и 500°С соответственно

Кроме того, в условиях АМ2 селективные поверхности обладают большим преимуществом перед черными поверхностями, чем в условиях АМ0. В преобразователях солнечного излучения, работающих в наземных условиях без концентраторов и использующих в качестве теплоносителя воду (рабочая температура 70–100°С), оптически неселективная поверхность при $T=100^\circ\text{C}$ (см. рис. 3.14, б, кривая 2) вообще не вырабатывает полезной тепловой энергии, а при $C=10$ имеет КПД, составляющий 90% от КПД идеальной селективной поверхности. Когда необходимо получить рабочую температуру 200°С (см. рис. 3.14, б, кривая 4), поверхность черного тела начинает выдавать полезное тепло лишь при $C>3,3$, а $\eta_{ч.т.}$ при $C=10$ составляет 68% от $\eta_{ид.}$. Если $T=300^\circ\text{C}$, то поверхности обоих типов становятся сравнимыми по КПД при $C\geq 100$, если же $T\geq 500^\circ\text{C}$, то $\eta_{ч.т.}$ приближается к $\eta_{ид.}$ при коэффициентах концентрации, значительно превышающих 100.

Полученные зависимости $\lambda_{порт}$ позволяют выбрать селективную поверхность с оптическими характеристиками, оптимальными для конкретного режима работы преобразователя.

Необходимость применения селективных оптических покрытий в комбинированных фототермических преобразованиях, рабочая температура которых ограничена из-за наличия температурной зависимости КПД солнечных элементов, при наиболее доступных коэффициентах концентрации $C=1\div 20$ очевидна. В связи с этим оптимизация электрофизических характеристик солнечных элементов комбинированных фототермических преобразователей была выполнена в основном для этого интервала концентраций солнечного излучения.

Следует отметить, что в тех случаях, когда оптическое покрытие обладает заметной селективностью свойств в пределах спектраль-

ного интервала солнечного излучения (например, имеет заметные интерференционные максимумы и минимумы), переход при расчете α_c от условий АМ0 к условиям АМ2 (или АМ1,5) заметно скажется на значении α_c в силу влияния полос поглощения водяным паром и озоном, а также аэрозольного рассеяния, например, на соотношение между инфракрасной и видимой составляющей спектра. В связи с этим при расчете α_c селективных покрытий следует учитывать влияние спектра наземного Солнца [334].

Определение излучательной способности поверхности коллекторов солнечной радиации до и после нанесения селективных покрытий

Для расчета теплового баланса преобразователей солнечной энергии различного типа и оценки КПД солнечных установок необходимо знать точное значение интегрального коэффициента теплового излучения ϵ покрытий для коллекторов солнечной радиации при температуре, соответствующей наиболее распространенным режимам их эксплуатации (60–90°С). Однако большинство используемых в настоящее время в гелиотехнике устройств для контроля ϵ позволяет определить степень черноты тела при комнатной или же при очень высокой температуре (более 1000°С) [23, 335–337].

Испытания устройства с термоэлектрическим датчиком (ТЭД) для измерения степени черноты поверхностей гелиоустановок до и после нанесения селективных оптических покрытий проводились при рабочей температуре эксплуатации гелиоустановок [338]. Действие устройства основано на радиационном методе определения коэффициента ϵ с использованием абсолютно черного тела в качестве эталона. Первичным измерительным преобразователем в установке является чувствительный радиометр на основе датчиков, описанных в работах [103, 105].

С помощью этого устройства при 90°С были измерены значения интегральных коэффициентов теплового излучения $\epsilon_{90^\circ\text{C}}$ для различных поверхностей, используемых в гелиотехнике. Результаты измерений сравнивались со значениями $\epsilon_{30^\circ\text{C}}$, полученными при использовании накладного терморadiометра ФМ-63 при 30°С (табл. 3.4).

Необходимо отметить, что в тех случаях, когда проведенные испытания указывают на термостойкость селективных покрытий, определение интегрального коэффициента излучения ϵ при различной температуре может быть осуществлено расчетным путем по спектральному распределению отражения образца коллектора с покрытием в инфракрасной области спектра. Расчет проводится по помощи в инфракрасной области спектра. Расчет проводится по помощи в инфракрасной области спектра. Расчет проводится по помощи в инфракрасной области спектра. Расчет проводится по помощи в инфракрасной области спектра.

Таблица 3.4

Экспериментальные значения интегрального коэффициента излучения образцов селективных покрытий для поверхностей солнечных установок и коллекторов

Подложка + покрытие	$\epsilon_{30^\circ \text{С}}$ (ФМ-63)	$\epsilon_{90^\circ \text{С}}$ (ТЭД)
Алюминий полированный + многослойное интерференционное покрытие Ni-SiO ₂ -Ni-SiO ₂ (испарение в вакууме; $l_{\text{Ni}} = 0,01 \div 0,015$ мкм; $l_{\text{SiO}_2} = 0,08 \div 0,09$ мкм) [310]	0,09	0,085
Алюминиевая фольга + многослойное покрытие Ni-SiO ₂ -Ni-SiO ₂ -Ni-SiO ₂ ($l_{\text{Ni}} = 0,01 \div 0,015$ мкм; $l_{\text{SiO}_2} = 0,08 \div 0,09$ мкм) [310]	0,13	0,138
	0,16	0,162
	0,18	0,183
	0,18	0,135
	0,16	0,162
	0,13	0,135
Алюминий полированный + черное селективное покрытие на основе низковакуумных конденсатов алюминия [317, 318]	0,16	0,162
Медная фольга + покрытие на основе никеля (испарение в вакууме, $l_{\text{Ni}} = 0,2 \div 0,3$ мкм) [309]	0,12	0,129
	0,11	0,103
	0,12	0,121
	0,11	0,104
Алюминий АД1 + оксидная пленка (электрохимическое анодирование) [320, 321]	0,4	0,395
Алюминий полированный + оксидный слой с внедренными атомами никеля (анодирование и электрохимическое чернение внедрением атомов никеля; $l_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 2 \div 3$ мкм) [320, 321]	0,32	0,347
	0,27	0,307
	0,32	0,328
Алюминий полированный + черная акриловая эмаль марки АК-512 $l = 1 \div 2$ мкм	0,56	0,546
	0,58	0,595
	0,8	0,778
	0,9	0,92
	0,85	0,835
	0,85	0,835
$l = 10 \div 15$ мкм	0,7	0,753
Алюминий электрохимически полированный + толстый оксидный слой (анодирование; $l_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 18 \div 20$ мкм)		

ры черного тела: -153, -93, -53, 27, 147, 277, 327, 427 и 527° С, и шкала равноэнергетических интервалов, соответствующих различным диапазонам шкалы длин волн для каждого значения температуры (рис. 3.15).

С помощью этих данных были определены температурные зависимости интегрального коэффициента излучения ϵ для прозрачных проводящих покрытий на основе оксидов олова и индия и их смесей. Такие покрытия, особенно в случае нанесения их на тугоплав-

кие стекла или кварц, не изменяют свои спектральные характеристики до температуры 700–800° С. Приведем результаты расчетов для двух прозрачных проводящих покрытий на основе смеси 10% двуокиси олова и 90% трехокси индия — покрытия ИТО (спектральные кривые отражения см. на рис. 3.6, кривые 1, 2) с разным поверхностным слоевым сопротивлением (0,02 кОм/□(ϵ_1) и 0,1 кОм/□(ϵ_2)):

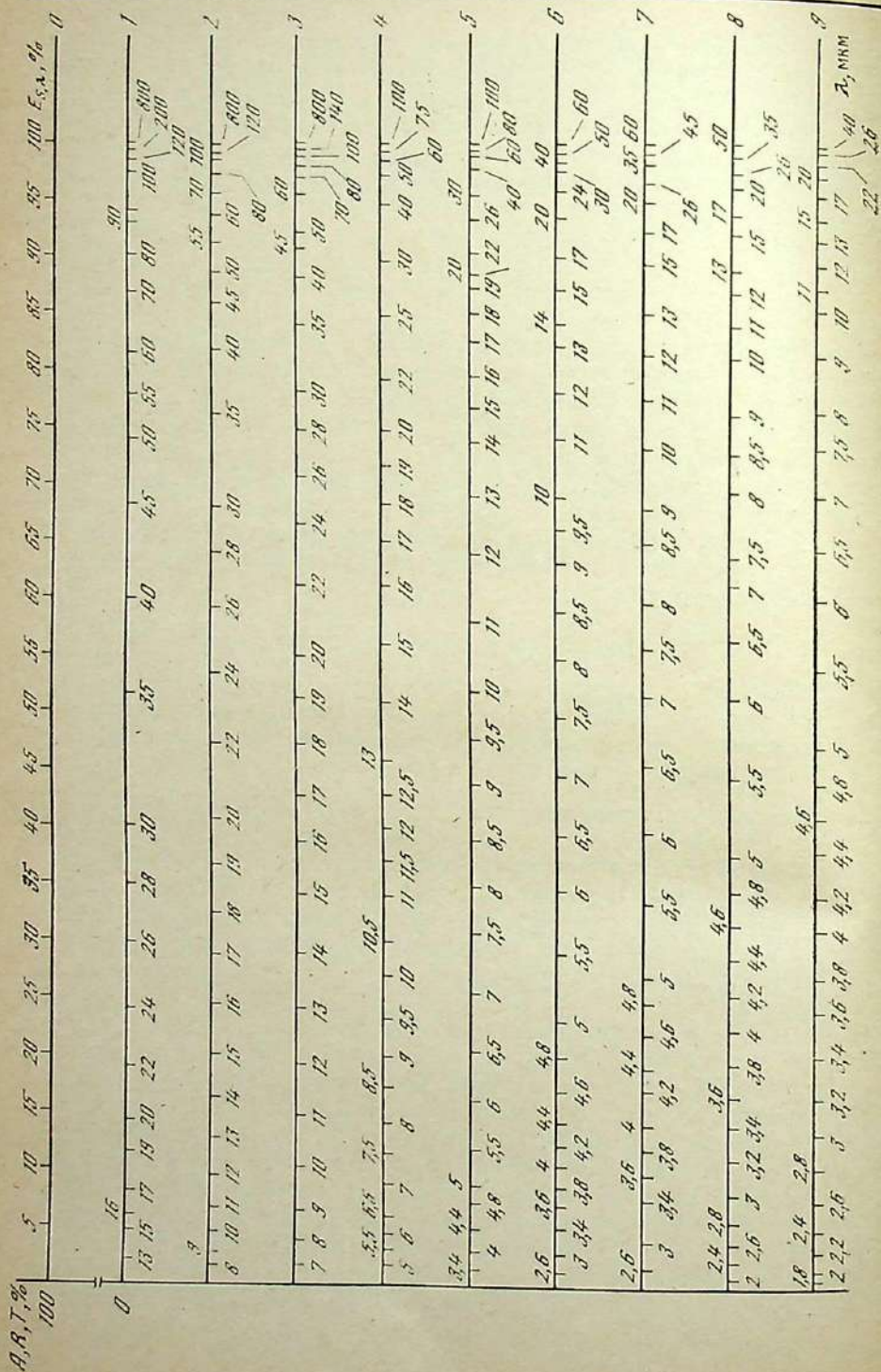
$t, ^\circ\text{С}$	27	277	427	527
ϵ_1	0,165	0,191	0,209	0,235
ϵ_2	0,275	0,334	0,374	0,413

На погрешность результатов расчета ϵ решающее влияние, естественно, оказывает точность измерения используемых спектральных коэффициентов отражения селективных покрытий. К сожалению, большинство применяемых в настоящее время инфракрасных спектрофотометров позволяет измерить только зеркальную составляющую коэффициента отражения покрытий. В том случае, когда диффузная составляющая коэффициента отражения мала (покрытия ИТО), результаты измерений, подобные представленным, достаточно точно отражают температурную зависимость интегрального коэффициента излучения.

3.4. Результаты испытаний селективных оптических покрытий солнечных элементов, тепловых и комбинированных фототермических установок и коллекторов в наземных и космических условиях

Селективные оптические покрытия повышают КПД преобразования солнечной энергии установками и коллекторами различных типов в тепловую и электрическую энергию, изменяют в требуемом направлении рабочую температуру, способствуют возрастанию поглощенной радиации за счет эффекта просветления поверхности, защищают от воздействия корпускулярного облучения, улучшают стабильность характеристик преобразователей энергии при длительной эксплуатации.

Сравнительную качественную оценку комбинированных фототермических установок — источников одновременно тепловой и электрической энергии — можно проводить по общему КПД, представляющему простую сумму электрического и теплового КПД. Однако следует помнить, что принципы экзергетического подхода требуют, чтобы при определении и сравнении КПД устройств различные виды энергии приводились к какому-либо одному и параметры, влияющие на работу устройства в целом, были одинаковыми. Корректное определение общего КПД фототермического коллектора может быть выполнено, если считать, что вырабатываемая им тепловая энергия используется для получения электрической энергии при температу-



ре работы солнечных элементов. Только после этого, суммируя энергоотдачу солнечных элементов и теплового коллектора в форме электрической энергии, полученной в аналогичных условиях, следует подсчитать общий КПД устройства. Упрощенный подход к расчету КПД комбинированных устройств оправдан во многих случаях, рассмотренных в настоящей главе, только потому, что КПД определяется здесь лишь для сравнения качества селективных оптических покрытий, а не для оптимизации конструктивных, механических, электрофизических и прочих характеристик преобразователей энергии.

Плоские тепловые коллекторы солнечной радиации с селективными оптическими покрытиями

Учитывая, что для плоских тепловых коллекторов с воздушным промежутком между стеклом и поглощающей поверхностью значительная часть тепловых потерь приходится на конвективные потери и потери из-за утечек тепла через слой теплоизоляции, применение селективных покрытий позволяет, как правило, не более чем на 10–20° С увеличить рабочую температуру теплоносителя коллектора. Эффективность использования селективных покрытий в данном случае сильно зависит от температуры рабочей поверхности коллектора и значительно увеличивается при малом расходе теплоносителя. Обычно для коллекторов данного типа применяют одно- и двухслойные электрохимические покрытия на основе черного хрома и никеля [339]. Успешно испытаны на поверхности плоских коллекторов стойкие интерференционные покрытия [340], состоящие из пленок никеля—двуокиси церия—двуокиси кремния, никеля—монооксида кремния—фтористого магния и никеля—сульфида цинка—фтористого магния [309, 311]. Применение таких покрытий с $\alpha_c = 0,9 \div 0,91$ и $\epsilon = 0,05 \div 0,06$ (у обычной неселективной поверхности $\alpha_c = \epsilon = 0,94$) позволило увеличить производительность коллекторов по подогреву воды до 70° С в полтора-два раза.

Трубчатые вакуумированные тепловые коллекторы с многослойными селективными покрытиями

В течение нескольких лет (1975–1979 гг.) проводились испытания трубчатых вакуумированных коллекторов с одновременным улучшением конструкции преобразователя данного типа. По мере улучшения конструкции КПД преобразователя постепенно возрастал

Рис. 3.15. Равноэнергетическая (0) и деформированные в соответствии со спектральной зависимостью излучения абсолютно черного тела шкалы длин волн для разных значений температуры
1–9 — 153, —93, —53, —27, 147, 277, 327, 427, 527° С соответственно

(с 30 до 67%). В усовершенствованной конструкции трубчатого вакуумированного преобразователя использовались многослойные селективные покрытия (из чередующихся слоев диэлектрика и полупрозрачного металла) с отношением $\alpha/\epsilon = 19$ [341]. Улучшение тепловой изоляции трубопроводов между вакуумированными элементами, использование дополнительных отражателей-концентраторов из алюминиевой фольги, помещенных между элементами, позволило поднять КПД активной тепловоспринимающей поверхности коллектора до уровня 78–82%.

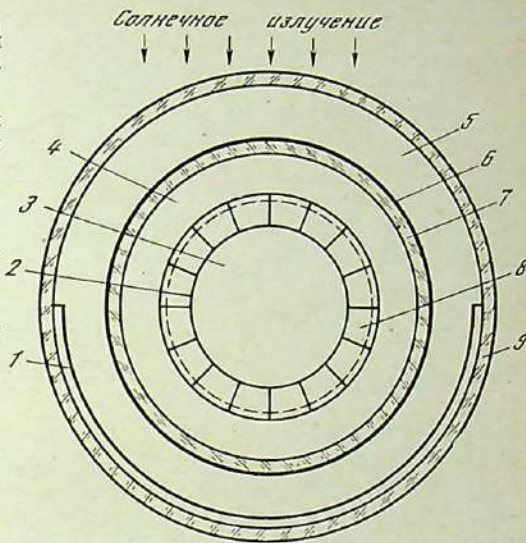
Комбинированные фототермические установки и коллекторы с солнечными элементами и селективными покрытиями

Многие конструкции комбинированных фототермических установок с монокристаллическими или тонкопленочными солнечными элементами, расположенными на поверхности обычного плоского теплового коллектора [302, 303], обладали невысоким КПД: не более 50% (3% — преобразование в электрическую энергию, 47% — в тепло). В этих устройствах солнечные элементы были защищены, как и в батареях космического назначения, приклеенными к поверхности стеклянными покрытиями, что увеличивало интегральный коэффициент излучения элементов до уровня 0,86–0,9 и приводило к вредному в данном случае росту тепловых потерь комбинированного преобразователя в окружающую среду.

Предложен ряд конструкций фототермических преобразователей с увеличенным общим КПД [106, 342, 343]. Использование трубчатой вакуумированной оболочки позволяет практически полностью избавиться от конвективных потерь, а применение селективных покрытий с низким коэффициентом излучения ϵ на поверхности солнечных элементов (размещенных на внутренней трубке, через которую протекает теплоноситель) или на обращенной к элементам поверхности стеклянной оболочки резко уменьшает потери путем излучения [307, 308]. Особенно интересна конструкция комбинированного фототермического коллектора с двумя трубчатыми стеклянными оболочками (рис. 3.16), что позволяет поместить солнечные элементы в прозрачную инертную кремнийорганическую жидкость [106, 342]. Вследствие заполнения прозрачной жидкостью внутренняя оболочка приобретает фокусирующие свойства, увеличивая в 1,2–1,3 раза количество солнечной энергии, поступающей на солнечные элементы; повышенная теплоемкость придает коллектору такой конструкции теплонакапливающие свойства; срок службы коллекторов резко возрастает в результате защитного действия инертной жидкости, стабилизирующей свойства внешних и торцевых поверхностей солнечных элементов. Испытания показали, что общий КПД комбинированных фототермических коллекторов усовершенствованных конструкций превышает 70%, причем 10–12% из них получены за счет электрической энергии, выработанной

Рис. 3.16. Комбинированный фототермический коллектор с солнечными элементами

1 — отражающая металлическая пленка; 2 — теплопоглощающая поверхность; 3 — трубопровод с жидким или газообразным теплоносителем; 4 — полость, заполненная прозрачной кремнийорганической жидкостью; 5 — вакуумированная полость; 6 — прозрачное селективное покрытие с низким значением ϵ ; 7, 8 — прозрачные стеклянные оболочки; 9 — монокристаллические или тонкопленочные солнечные элементы (плоские или трубчатые)



кремниевыми солнечными элементами [106, 343]. Замена кремниевых солнечных элементов элементами с гетероструктурой AlGaAs—GaAs позволит увеличить количество электрической энергии в суммарной энергоотдаче комбинированных фототермических коллекторов до уровня 20–22%.

Наземные солнечные элементы и батареи в герметизированных защитных оболочках

Защита наземных солнечных элементов и батарей, их просветляющих покрытий интерференционной толщины и контактов от атмосферных воздействий при работе в неблагоприятных климатических условиях осуществляется двумя основными способами:

приклеивкой внешнего защитного стекла или полимера, армированного стекловолокном [344, 345] (приклеивка осуществляется слоем светостойкого кремнийорганического каучука или фторсополимера, возможно также триплексирование тонких солнечных элементов между двумя слоями стекла или фторсополимерной пленки методом горячего прессования под давлением);

заклещением солнечных элементов, собранных в модули и группы, в газонаполненные стеклянные трубчатые оболочки [346].

Последний способ позволяет стабилизировать во времени параметры чувствительных к воздействию внешних факторов тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия [347]. Регулирование состава газовой смеси внутри стеклянных оболочек, подпыление полупрозрачного слоя (толщиной порядка 100 Å) меди поверх сульфида меди с последую-

щей термообработкой, нанесение диэлектрических просветляющих покрытий и защитных лаков позволили значительно улучшить стабильность свойств тонкопленочных солнечных элементов.

Четырехлетние ресурсные испытания модулей тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия (слой сульфида меди получен в результате химической обработки в растворе однохлористой меди), помещенных в газонаполненные герметичные стеклянные оболочки, в естественных условиях под Москвой показали, что при оптимальном подборе защитных покрытий и заполнении рабочего объема осушенным газом деградация не превышает 5% за срок испытаний.

Испытания прозрачных теплоотражающих и проводящих покрытий

Оптимальное сочетание высокой прозрачности в области солнечного спектра с низким поверхностным слоевым сопротивлением и, следовательно, малым значением интегрального коэффициента излучения ϵ обеспечивают селективные покрытия двух типов:

трехслойные структуры двуокись титана—серебро—двуокись титана [46] или сульфид цинка—серебро—сульфид цинка [23, 307, 308], нанесенные на стекло методом термического испарения в высоком вакууме;

прозрачные проводящие оксиды на основе легированных широкозонных полупроводников (двуокись олова, трехокись индия или их смеси, станинаты кадмия), получаемые на поверхности стекла обычно методом химической пульверизации при гидролизе на воздухе распыляемых растворов солей металлов или ионно-плазменным напылением в вакууме при низком давлении инертного газа.

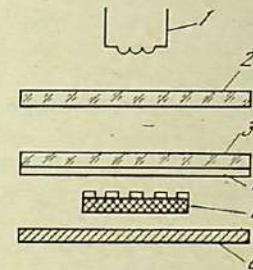
Трехслойные теплоотражающие покрытия на стекле из полупрозрачных пленок серебра, просветленных с обеих сторон слоями сульфида цинка (система сульфид цинка—серебро—сульфид цинка), с интегральными коэффициентами пропускания в солнечной области $T_s=0,65$ и теплового излучения $\epsilon=0,06$ были использованы для проведения в вакууме эксперимента по отжигу радиационных дефектов (возникающих под влиянием корпускулярного облучения радиационных поясов Земли) в модулях солнечных батарей. Конструктивная схема проведения этого эксперимента показана на рис. 3.17. Через минуту после включения лампы—имитатора внеатмосферного Солнца с мощностью излучения $E=1360$ Вт/м² на модуле солнечной батареи, расположенной в вакуумной камере, без использования какого-либо другого источника тепла была зафиксирована температура 320° С, вполне достаточная для проведения процессов отжига радиационных дефектов. Интегральный коэффициент теплового излучения модуля солнечной батареи составлял с лицевой поверхности 0,9, с тыльной 0,95. При увеличении прозрачности теплоотражающего покрытия, сквозь которое имитированное солнечное излучение попадает на модуль солнечной бата-

реи, равновесная температура отжига может быть поднята до 380—400° С [323].

Прозрачные проводящие покрытия на основе смесей оксидов индия и олова (пленки ИТО) использовались для экранирования электрической составляющей электромагнитного поля солнечных батарей [301]. Подобная экранировка была осуществлена для солнечных батарей спутника Земли «Интеркосмос—Болгария-1300», на борту которого находилась болгарская научная аппаратура, предназначенная для продолжения комплексных исследований фи-

Рис. 3.17. Схема эксперимента по отжигу в вакууме радиационных дефектов в модуле солнечной батареи из кремния

- 1 — лампа — имитатор внеатмосферного Солнца;
- 2 — светофильтр;
- 3 — стекло;
- 4 — прозрачное теплоотражающее покрытие ZnS—Ag—ZnS;
- 5 — модуль солнечной батареи из кремния;
- 6 — теплоотражающая шторка из алюминиевой фольги с $\epsilon=0,04$



зических процессов, происходящих в ионо- и магнитосфере Земли, запущенного 7 августа 1981 года [348], и солнечных батарей спутника Земли «Ореол-3» с научной аппаратурой, разработанной советскими и французскими специалистами в рамках совместного советско-французского проекта «Аркад-3» для изучения процессов, протекающих в магнито- и ионосфере Земли, и природы полярных сияний, запущенного на орбиту 21 сентября 1981 года [349].

Солнечные батареи обоих спутников со встречным расположением электрических соединений и радиационно-защитными стеклами, размещенными по обеим сторонам модулей батареи, с нанесенными на их внешнюю поверхность прозрачными проводящими покрытиями ИТО (поверхностное слоевое сопротивление порядка 1 кОм/□), электрически соединенные между собой и корпусом аппаратов [350, 301], не вносят каких-либо искажений в работу научной аппаратуры спутников. Аналогично ранее проведенным натурным испытаниям батарей на спутниках Земли «Эксплорер-31» и «Геос», где для экранирования электрической части собственного электромагнитного поля батарей использовались прозрачные электропроводные покрытия на основе оксидов индия [21], эксперименты на советско-болгарском и советско-французском спутниках Земли показали, что наряду с многообразными задачами, успешно решенными с помощью оптических покрытий солнечных батарей, удалось справиться еще с одной значительной научной проблемой — созданием электромагнитно-чистых батарей. При этом благодаря оптимизации толщины и удельного сопротивления проводящих пленок просветляющие, радиационно-защитные и теплоизлучающие свойства покрытий сохраняются на прежнем уровне.

Исследование повышенных радиационно-защитных свойств стекол с накоплением объемного заряда

В 1973–1975 гг. на спутниках «Космос-605, -690 и -782» с биологическими объектами на борту проведены эксперименты по радиационной безопасности космических полетов, включавшие изучение новых перспективных средств защиты (от воздействия заряженных частиц космического пространства), в частности таких, как диэлектрическая защита, основанная на способности электростатического поля, созданного внутри диэлектрика, отклонять потоки заряженных частиц. В первых космических экспериментах исследовалась возможность поддержания сильного поля внутри диэлектриков с помощью высоковольтного бортового генератора, в последующих полетах отклоняющее поле создавалось внешним потоком электронов при прохождении космического аппарата со слоем диэлектрической защиты через радиационные пояса Земли [351].

Результаты опытов по изучению стабильности заряженного состояния и оптических свойств стекол, предназначенных для радиационной защиты солнечных элементов и батарей, в условиях космического полета тех же спутников, а также спутника «Космос-936» (1977 г.) представлены в работе [352].

Для испытания радиационно-оптических свойств покрытий в космическом полете были использованы четыре специальных контейнера, устанавливаемых на внешнюю поверхность космического аппарата. Каждый контейнер представлял собой корпус с крышкой. Образцы покрытий размещались в корпусе на специальной плате с ячейками. Ориентированное движение спутника происходило лишь на участке выведения, а во время полета на орбите спутник не был ориентирован и медленно вращался, вследствие чего можно полагать, что условия воздействия космического излучения (как корпускулярного, так и электромагнитного) на образцы во всех контейнерах были одинаковыми. В период выведения спутника контейнеры с открытой крышкой находились под теплозащитой обтекателя, а при спуске крышки захлопывались и в составе спускаемого аппарата возвращались на Землю. На каждом спутнике экспозиция образцов покрытий продолжалась по двадцать суток. Средняя высота орбиты спутников над поверхностью Земли не превышала 300 км, угол наклона составлял приблизительно 62° .

Образцы стекол, выбранных в качестве объектов исследований, по составу близки фосфатным стеклам [284, 285] и согласно данным наземных испытаний обладали свойством образовывать под электронным облучением сильные внутренние электрические поля и сохранять их длительное время после прекращения облучения. Перед установкой в контейнеры в образцах стекол облучением на линейном электронном ускорителе типа ЛУЭ-8-5 (энергия электронов $E_0 = 6,2$ МэВ) и электростатическом ускорителе типа КГУ-300 ($E_0 = 0,2$ МэВ) создавались электрические поля. При облучении сте-

кол на этих ускорителях ток пучка, а также поток электронов были одинаковыми ($0,5\text{--}5$ мкА и $10^{14}\text{--}10^{15}$ см $^{-2}$ соответственно).

Толщина образцов в обоих вариантах облучения превышала ионизационный пробег электронов. В первом случае он составлял 0,7 от толщины стекол, а во втором 0,1, т. е. исследовалась релаксация как объемного, так и приповерхностного поля. Для каждой серии стекол, запускаемых в космическое пространство, на Земле оставались контрольные образцы для сравнительных испытаний.

После возвращения образцов на Землю (по истечении после окончания полета периода времени τ , мес) проводились следующие измерения: методом ударной стимуляции определялось наличие электрического поля в образцах, методом γ -зондирования [353] — распределение потенциала на глубине порядка 1 мм с каждой из сторон и доза радиации, воздействовавшей на образцы во время полета, а на спектрофотометре СФ-4 измерялось оптическое светопропускание образцов стекол до и после космического полета.

Температура нагрева внутренних поверхностей контейнера и образцов стекол во время полета не превышала 60°C , а поглощенная в стеклах доза радиации, обусловленная воздействием на них корпускулярного излучения, составила 0,14–0,2 Гр. При полете спутников «Космос-690 и -782» на поверхности образцов стекол были зарегистрированы также небольшие потоки ионов с различным атомным номером Z и энергией. Эти результаты согласуются с данными, полученными на орбитальной станции «Скайлаб».

Метод γ -зондирования для измерения электрического потенциала ϕ в стеклах основан на определении эмиссии комптон- и фотоэлектронов с поверхности образца в результате его облучения γ -квантами от радиоактивного источника Co^{60} . Толщина зондируемого слоя составляла около 1 мм с обеих сторон образца. По изменению эмиссии из образца диэлектрика в заряженном состоянии и после удаления объемного заряда (путем отжига при 250°C в течение четырех часов) определяется потенциал слоя (табл. 3.5).

Разброс значений потенциала обусловлен различием в потоках электронов при зарядке образцов на ускорителе. Потенциал в соответствующих контрольных и экспонированных в космическом пространстве образцах практически не отличается.

Как показали измерения оптического пропускания фосфатных стекол до и после полета на спутнике «Космос-782», за время испытаний стекла практически не изменили своей высокой исходной прозрачности. Более того, в длинноволновой области спектра ($0,6\text{--}0,7$ мкм) наблюдается небольшое увеличение прозрачности, вызванное, вероятно, просветляющим действием пленки, осаждаемой на поверхность стекол во время обезгаживания в космическом вакууме органических клеев и связующих, использованных для крепления стекол во внутренних ячейках контейнера.

Необходимо отметить, что в предварительно незаряженных образцах после полета не было обнаружено появления какого-либо

электрического поля, что объясняется сравнительно низкими орбитами использованных для экспериментов космических аппаратов, трассы которых проходят ниже радиационных поясов Земли.

Эксперименты показали, что заряженное состояние диэлектриков в космосе на околоземных орбитах и в наземных условиях характеризуется малыми скоростями релаксации и сохраняется длительное время.

Таблица 3.5

Результаты исследований заряженного состояния образцов стекол после их пребывания в космосе

Космический аппарат	Образец	т, мес.	Наличие заряда	т, мес.	Ф, кВ
Космос-690	Заряженные	8	Да	5	10—110
	Незаряженные	8	Нет	5	—
	Контрольные	8	Да	5	10—180
Космос-782	Заряженные	4	Да	3	80—380
	Незаряженные	4	Нет	3	—
	Контрольные	4	Да	3	80—480
Космос-936	Заряженные	7,5	Да	5	7—20
	Незаряженные	7,5	Нет	5	—
	Контрольные	7,5	Да	5	4—30

Облучение кремниевых солнечных элементов со стеклами на ускорителе электронов показало, что при плотности потока электронов (с энергией 1 МэВ) 10^{16} см⁻² генерируемая элементами после облучения электрическая мощность (при одинаковой исходной мощности) на 25—30% выше в случае защиты стеклами с накоплением заряда, чем при защите обычными радиационно стойкими стеклами.

Таким образом, результаты как наземного, так и космического экспериментов подтверждают возможность увеличения защитных свойств оптических покрытий солнечных элементов за счет взаимодействия электронов с электрическим полем диэлектрика в случае возникновения достаточно сильных полей во время полета аппарата по орбитам, пересекающим радиационные пояса Земли.

Испытания кремниевых солнечных элементов и батарей, прозрачных в инфракрасной области спектра, с зеркальными теплоотражающими покрытиями

Кремниевые солнечные элементы, прозрачные в инфракрасной области спектра и снабженные зеркальными теплоотражающими покрытиями [109—111, 141], имеют низкую равновесную рабочую температуру и могут быть широко использованы не только при создании батарей для межпланетных автоматических станций серии «Венера» [142], работающих в условиях повышенной освещенности,

по и для изучения прямой и отраженной от Земли и ее облачного покрова солнечной радиации, что было подтверждено результатами натуральных испытаний [354].

Солнечные батареи, устанавливаемые на низколетящих спутниках Земли (высота орбиты 200—400 км), необходимо защищать от перегрева, обусловленного альбедо Земли и ее тепловым излучением. Альбедо Земли, а следовательно, и тепловой режим солнечных батарей сильно зависят от облачности и оптических свойств подстилающего рельефа местности. Количество отраженной солнечной радиации, поступающей на тыльную поверхность панелей солнечных батарей, может быть в свою очередь измерено с помощью ориентированных на Землю (и экранированных от прямого солнечного света) датчиков из солнечных элементов, если их температура во время полета определяется каким-либо независимым способом.

Изучению перечисленного комплекса взаимосвязанных вопросов были посвящены эксперименты на низколетящих спутниках Земли серии «Космос», в частности на «Космосе-1061, -1280, -1301», предназначенных для исследования природных ресурсов Земли в интересах различных отраслей народного хозяйства СССР и международного сотрудничества.

На контейнере научной аппаратуры спутников укреплялись две прямоугольные панели с малогабаритными солнечными батареями и датчиками (рис. 3.18). Одна из панелей (нижняя) могла быть точно сориентирована на центр Земли, другая (верхняя) устанавливалась перпендикулярно к направлению падения солнечных лучей в любой момент времени на трассе полета. На обеих панелях было размещено по четыре малогабаритных солнечных батарей, что позволило повысить надежность и достоверность получаемых результатов. Каждая батарея, состоящая из 78 плоских модулей солнечных элементов размерами 54×40 мм, по конструкции аналогична солнечным батареям для межпланетных автоматических станций «Венера-9 и -10» [142]. Солнечные элементы и несущая панель прозрачны для инфракрасного излучения Солнца в диапазоне длин волн от 1,1 до 2,5 мкм, защищены от воздействия космической радиации и ультрафиолетового излучения Солнца тонкими стеклами из радиационно стойкого стекла, приклеенными к просветленной поверхности кремниевых солнечных элементов прозрачным кремнийорганическим каучуком (стабильность оптических свойств используемых стекол и каучука была подтверждена в ходе длительных испытаний в космосе [347]). На внутренней стороне защитных стекол (над местами, занятыми межэлементными контактными соединениями), создавались зеркальные теплоотражающие покрытия из алюминия [141]. На стекла, приклеиваемые к тыльной поверхности модулей, также наносилось сплошное теплоотражающее покрытие из алюминия (см. рис. 2.12), что позволило отражать не только лучи с длиной волны от 1,1 до 2,5 мкм, прошедшие через прозрачные солнечные элементы, но и 83—85% падающего на тыльную поверхность

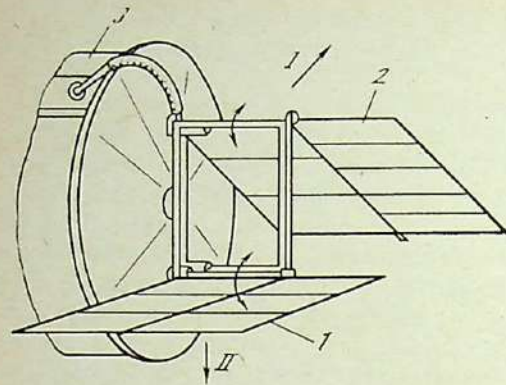


Рис. 3.18. Расположение на нескольких спутниках серии «Космос» плоских панелей с малогабаритными солнечными батареями

- 1, 2 — обращенные к Земле и Солнцу соответственно;
 3 — контейнер с научной аппаратурой;
 I — направление на Солнце;
 II — к Земле

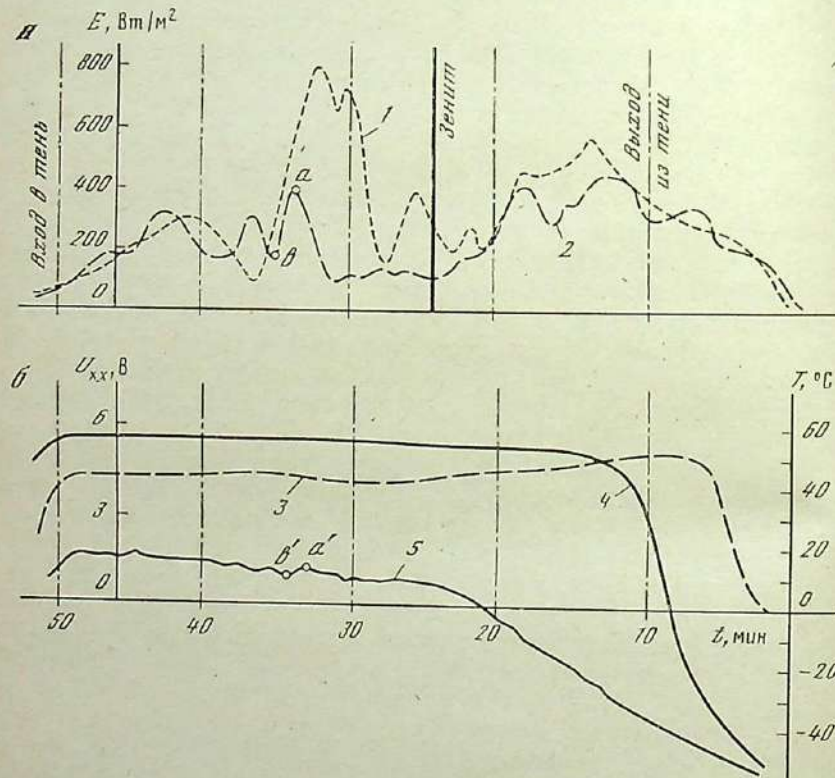


Рис. 3.19. Плотность потока отраженной от Земли и ее облачного покрова солнечной радиации, измеренная во время двух витков одного из спутников серии «Космос» (а), и изменение в течение второго витка, напряжения холостого хода и температуры солнечных батарей (б)
 1, 2 — на первом и втором витках соответственно; 3 — напряжение холостого хода обращенных к Солнцу батарей; 4, 5 — температура обращенных к Солнцу батарей и направленных на Землю соответственно

излучения в широком диапазоне солнечного спектра (от 0,3 до 25 мкм), отраженного от Земли и ее облачного покрова.

Две батареи на каждой из панелей работали в режиме тока короткого замыкания, по значению которого можно было судить об уровне падающей на Землю (панель 2) и отраженной от Земли (панель 1) солнечной радиации. По напряжению холостого хода остальных батарей (его температурная зависимость предварительно измерялась в лаборатории) определялась температура панелей.

Кроме того, на панели 2 был установлен специальный датчик ориентации панели на Солнце, выполненный из солнечных элементов [17], а на панели 1 — электромеханический датчик ампер-часов многократного действия (по достижении отметки 10 А·ч барабан счетчика возвращался в исходное состояние).

Все использованные в экспериментах малогабаритные солнечные батареи имели весьма близкие значения тока короткого замыкания, тщательно измеренные на точных имитаторах внеатмосферного солнечного излучения в лабораторных условиях. Благодаря этому была получена исходная реперная точка — значение тока короткого замыкания батарей при плотности потока солнечного излучения 1360 Вт/м² — и могла быть определена плотность потока отраженного от Земли излучения в любые моменты времени на орбите.

Характерное для низких орбит распределение по времени отраженного от Земли солнечного излучения показано на рис. 3.19. Представленные данные получены на одном из спутников серии «Космос» в 1981 г. в течение витков с минимальной длительностью светлого участка (около 52 мин), когда необходимо обеспечить увеличение мощности, генерируемой солнечными батареями, и отраженная от Земли радиация является резервом для выработки дополнительной мощности [143, 149]. Плоскости орбит, для которых характерны минимальные световые участки, лежат в плоскости падения светового потока. Плотность отраженного потока, как правило, возрастает по обе стороны от линии зенита, поскольку условия отражения облачного покрова и попадания отраженного потока на тыльную сторону панелей в этих участках резко улучшаются.

Максимальные значения температуры панелей невелики (не превышают 57–58°С в отличие от значений 70–75°С, характерных для солнечных элементов обычной конструкции [110]) даже для батарей панели 2 (см. рис. 3.18) вследствие использования солнечных элементов, прозрачных в инфракрасной области солнечного спектра, и теплоотражающих покрытий. На температуру панели 1 (см. рис. 3.18), как видно из рис. 3.19, влияет изменение количества падающей на нее отраженной от Земли радиации (точки *a'* и *b'* кривой 4 соответствуют точкам *a* и *b* кривой 2).

Выполненные исследования показали возможность значительного уменьшения рабочей температуры солнечных элементов и батарей с помощью зеркальных теплоотражающих покрытий, прозрачных в инфракрасной области спектра.

Определение коэффициента полезного действия и метрологических характеристик солнечных элементов и батарей

Хорошо известно, что для определения коэффициента полезного действия солнечных элементов и батарей необходимо (так же как в случае любых других преобразователей излучения) знать количество энергии излучения, поступившей на солнечный элемент, и количество электроэнергии, выработанной им. Проблема, однако, осложняется несколькими обстоятельствами:

энергия поступает к элементу в форме солнечного излучения, спектральный состав и мощность которого продолжают уточняться даже для внеатмосферных условий, а характеристики наземного солнечного излучения чрезвычайно сильно зависят от состояния атмосферы и часто изменяются в течение весьма непродолжительных периодов времени;

создание имитаторов Солнца, копирующих по всем основным параметрам внеатмосферное или выбранное в качестве стандарта наземное солнечное излучение, представляет собой сложную научно-техническую задачу;

при разработке стабильных эталонных солнечных элементов для настройки имитаторов Солнца, следует учитывать особенности оптических и электрических свойств каждого типа элементов, в частности их спектральной чувствительности; при измерении выходных электрических параметров элементов и батарей необходимо иметь в виду сильное влияние последовательного сопротивления элементов и сопротивления измерительных приборов на получаемые значения.

Таким образом, определение КПД солнечных элементов и батарей представляет собой сложную комплексную проблему, и это выделило метрологию полупроводниковых преобразователей энергии излучения в самостоятельный раздел исследований по фотоэлектричеству.

Метрологические задачи и вопросы точного определения КПД солнечных элементов, с одной стороны, и изучение их оптических характеристик — с другой, тесно связаны между собой. Общность используемых спектральных и интегральных оптических приборов и методов, решающее влияние свойств поверхности солнечных элементов на их КПД, необходимость точно имитировать спектр солнечного излучения при измерении как КПД, так и оптических параметров элементов, высокие требования, предъявляемые в обоих случаях к оптическим покрытиям на рабочих поверхностях преобразователей солнечной энергии и элементов имитаторов солнечного

излучения, — все это объединяет две большие и важные области современной гелиоэнергетики.

Разработке и стандартизации точных методов измерения характеристик солнечных элементов и батарей уделяется большое внимание во всех странах, занимающихся использованием и преобразованием солнечного излучения в другие формы энергии. Повышение интереса к работам в этой области вызвано значительными достижениями на пути усовершенствования кремниевых элементов [2, 5, 13, 17–22], а также элементов с гетеропереходами на основе арсенида галлия [1, 19, 115–117, 156–168], что позволяет уже сейчас широко использовать солнечные батареи не только в космических, но и в наземных условиях, и закладывает основу для создания фотоэлектрических станций значительной мощности [1–3]. Проблемы, связанные с обеспечением стабильности параметров современных солнечных элементов и батарей при длительной эксплуатации, можно считать в основном решенными [13, 142, 178, 183, 191, 347].

Измерение электрических характеристик солнечных элементов проводится для решения различных задач, в том числе: определение нормируемых параметров при приемо-сдаточных испытаниях; контроль за ходом технологических процессов; сортировка по КПД перед сборкой отдельных элементов и групп для их соединения с минимальными коммутационными потерями [13, 21]; прогнозирование электрических характеристик в различных нестационарных условиях работы; оптимизация параметров при разработке и исследовании новых типов солнечных элементов [5, 142, 149, 354]. Требования к условиям и точности измерений во всех случаях могут быть существенно различными. Одной из наиболее важных является задача измерения характеристик готовой продукции при приемо-сдаточных (квалификационных) испытаниях. Такие измерения должны быть строго единообразными, а методы их проведения — достаточно точными, позволяющими получать надежные воспроизводимые результаты. Стандартизация методов измерений позволяет с высокой степенью точности прогнозировать и определять нормируемые характеристики батарей при их проектировании, разработке и изготовлении.

4.1. Солнечное излучение и выбор стандартного спектра

Проблема точных измерений неразрывно связана с обеспечением точного воспроизведения стандартных параметров солнечного излучения, таких, как плотность потока, спектральное и угловое распределение энергии, однородность и стабильность потока.

Внеатмосферное солнечное излучение

При измерении характеристик солнечных элементов, предназначенных для космоса, в качестве стандарта повсеместно приняты условия, соответствующие условиям солнечного облучения плоскости,

расположенной по нормали к направлению на Солнце и удаленной от него на расстояние, равное одной астрономической единице (среднее расстояние от Земли до Солнца). Энергетическую облученность, соответствующую этим условиям, называют солнечной постоянной. Угловой размер Солнца при этом составляет $31'59''$ [355], следовательно, в каждую точку освещаемой элементарной площадки попадает пучок лучей, заключенный в конусе с углом $\pm 16'$. Поток излучения идеально однороден.

Спектральное распределение энергии излучения Солнца неоднократно измерялось как с поверхности Земли, так и непосредственно за пределами атмосферы. Причем значения солнечной постоянной, выводимые по результатам измерений в разных условиях, не совпадают. Комитет по солнечной радиации США в качестве стандарта принял данные, полученные М. П. Текакарой и А. Дж. Драммондом путем усреднения результатов внеатмосферных измерений [356, 357]. При этом принято значение солнечной постоянной 1353 Вт/м^2 . Е. А. Макарова и А. В. Харитонов вывели спектральное распределение, основанное на усреднении всех достоверных результатов измерений, как наземных, так и высотных [358]. На основании результатов только внеатмосферных измерений предложено значение солнечной постоянной 1360 Вт/м^2 . Усреднение спектрального распределения, проведенное К. Алленом [359], учитывало практически результаты лишь наземных измерений, при этом значение солнечной постоянной предлагалось также равным 1360 Вт/м^2 . Данные этих же измерений были взяты за основу модели солнечного излучения, описанной в публикации [360].

Анализ информации о характеристиках солнечного излучения [361] дает все основания отдать предпочтение спектральному распределению, предложенному Макаровой и Харитоновым. Именно это распределение используется и Европейским космическим центром [362].

Работы по уточнению значения солнечной постоянной продолжаются. По результатам измерений на космических аппаратах и ракетах ее средневзвешенное значение 1370 Вт/м^2 [363]. Изменению солнечной постоянной вследствие цикличности солнечной активности изучалось многими исследователями [364]. Анализ наземных измерений солнечной постоянной [365] показывает, что среднее квадратическое отклонение результатов ее определения, связанное с явлениями, происходящими на Солнце, составляет $\pm 0,1\%$, а с возможными колебаниями поглощения радиации внутри орбиты Земли — $\pm 0,14\%$. Высотные измерения радиации внутри орбиты Земли 22-летнего солнечного цикла показали, что во вторую половину более чем на $0,75\%$ [363]. Дальнейшие исследования с помощью аппаратуры, установленной на ориентируемых космических станциях, позволят определить изменения солнечной постоянной за большой период времени.

Реальные условия эксплуатации солнечных батарей космического назначения незначительно отличаются от условий, принятых в качестве стандарта. Спектральное распределение энергии излучения (среднее по диску) постоянно по всей области пространства, где работают космические аппараты. Угловая расходимость пучка отличается не слишком сильно, составляя на среднем расстоянии орбиты Меркурия около $\pm 42'$, Венеры $\pm 22'$, Марса $\pm 11'$, Юпитера $\pm 3'$. По вычислениям, выполненным на эпоху 1980 г., при солнечной постоянной 1360 Вт/м^2 плотность потока солнечного излучения на границе атмосферы Земли изменяется от среднего значения в пределах $\pm 3,5\%$ — от 1406 Вт/м^2 в начале января каждого года, когда Земля находится на минимальном расстоянии от Солнца, до 1315 Вт/м^2 в июле, когда Земля расположена в дальней точке орбиты (табл. 4.1) [366].

Более подробные сведения о внеатмосферном солнечном излучении суммированы в обзоре [367].

Таблица 4.1

Плотность потока солнечного излучения на орбитах планет

Планета	Плотность солнечного потока, Вт/м ²		
	На среднем расстоянии от Солнца	В перигелии	В афелии
Меркурий	9071	14388	6242
Венера	2599	2634	2565
Земля	1360	1406	1315
Марс	586	713	490
Юпитер	50,2	55,5	45,7

При проектировании солнечных батарей двусторонней [146, 5] или прозрачной в инфракрасной области солнечного спектра [109–111] конструкции для низколетящих спутников Земли [143, 149] необходимо учитывать также данные об альбедо Земли по отношению к падающему солнечному излучению [365, 368].

Потемнение солнечного диска к краям отмечалось во многих работах; имеются необходимые для тепловых расчетов космических аппаратов и солнечных батарей сведения о собственном тепловом излучении Земли и других планет и значения их альбедо [367].

Внеатмосферный спектр Солнца, как показывают измерения, отличается от спектра абсолютно черного тела при температуре 5785 К (приближение, которое наиболее часто используется). В центре солнечного диска визуальная яркость в 1,22 раза больше средней. Ближе к краю яркость диска уменьшается, изменяется спектр излучения (относительное содержание красных лучей по мере удаления

от центра диска возрастает), вследствие того что цветовая температура по краям ниже, чем в центре.

Таким образом, на протяжении последних пятидесяти лет принятое значение солнечной постоянной уточнялось не один раз: в 1923 г. в первых работах по солнечным элементам [82] использовалось 1350 Вт/м^2 , предложенное К. Дж. Абботом; в 1954 г. Ф. Джонсон получил 1393 Вт/м^2 [369]; в начале 70-х годов в качестве стандарта было принято 1353 Вт/м^2 , выведенное М. П. Такакарой [356, 357]; в настоящее время наиболее достоверным считается 1360 Вт/м^2 , определенное Е. А. Макаровой и А. В. Харитоновым [356–362, 366, 370].

Зная абсолютное значение солнечной постоянной, можно найти энергию, которая поступила на поверхность солнечных элементов и батарей, работающих во внеатмосферных условиях, что требуется при расчетах их КПД. Однако, чтобы определить полезную электрическую энергию, полученную от солнечного элемента, необходимо точно измерить также спектральное распределение падающей радиации, особенно в интервале спектральной чувствительности современных солнечных элементов (для элементов из кремния — от 0,3 до 1,1 мкм).

Установлено, что в сравнительно узком спектральном интервале от 0,3 до 1,1 мкм разница в значениях суммарного количества падающей на кремниевые солнечные элементы радиации, определяемого при использовании солнечной постоянной, по разным литературным источникам, не очень велика [370]: 991 Вт/м^2 [356]; 1039 Вт/м^2 [369]; 1014 Вт/м^2 [358].

Сравнение различных спектральных кривых распределения энергии излучения внеатмосферного Солнца показывает, что в области между максимумами излучения Солнца и спектральной чувствительности кремниевых солнечных элементов (0,6–0,8 мкм) распределение Джонсона (несмотря на значительное отличие в солнечной постоянной) ближе к распределению Макаровой и Харитонова, чем распределение Такакары.

Этот вывод подтвердился при определении интегрального фототока кремниевых солнечных элементов по кривым спектрального распределения излучения Солнца (исходя из спектральных зависимостей чувствительности элементов) и путем экстраполяции к нулевой воздушной массе результатов натуральных измерений на о-ве Мальта [370]. Если данные расчетов фототока с использованием спектрального распределения Джонсона принять за 100%, то интегральный фототок, определенный по спектру Макаровой и Харитонова, составит 99,3%, а по спектру Такакары — 95,7%, что существенно отличается от первых двух значений.

Эксперимент на о-ве Мальта [370] и расчет по спектру [358] дают прекрасно согласующиеся между собой результаты.

Для определения во внеатмосферных условиях КПД солнечных элементов и батарей из самых разнообразных полупроводниковых

материалов в настоящее время наиболее целесообразно использовать спектральное распределение солнечного излучения за пределами земной атмосферы, предложенное Е. А. Макаровой и А. В. Харитоновым [358].

Наземное солнечное излучение

Выбор стандартных параметров наземного излучения усложняется значительной вариацией условий, при которых может работать солнечный элемент. Интенсивность и спектр солнечного излучения на поверхности Земли зависят от высоты Солнца над горизонтом, от высоты местности над уровнем моря, от состояния атмосферы и оптических свойств подстилающей поверхности. Высота Солнца над горизонтом определяет длину пути лучей в атмосфере. Вводится специальная величина, называемая оптической массой атмосферы m . Единицей оптической массы соответствует путь, пройденный солнечными лучами при вертикальном падении до уровня моря. Для плоскопараллельной модели атмосферы оптическая масса на уровне моря практически равна косекансу высоты Солнца. Для реальной атмосферы это соотношение хорошо выполняется начиная от угла 10° [371]. Атмосферным массам (на уровне моря) 1; 1,5; 2; 3; 5 соответствуют следующие значения высоты Солнца: 90° , $41^\circ 49'$, 30° , $19^\circ 27'$ и $11^\circ 32'$. Атмосферная, или воздушная, масса зависит также от высоты местности над уровнем моря: с увеличением высоты значение атмосферной массы снижается пропорционально давлению воздуха. На верхней границе атмосферы масса равна нулю.

Воздушная масса принимается равной единице на Земле на уровне моря при ясном безоблачном небе, когда Солнце находится в зените и лучи его падают перпендикулярно на поверхность измеряемых элементов (атмосферное давление в этом случае $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$).

Воздушная масса в любой точке земной поверхности может быть определена по уравнению

$$m = p/p_0 \sin \theta = p \operatorname{cosec} \theta/p_0, \quad (4.1)$$

где p , θ — давление воздуха и угол, определяющий высоту Солнца над линией горизонта, в данной точке поверхности Земли; $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Состав атмосферы существенно влияет на параметры излучения. Проходя сквозь атмосферу, радиация претерпевает поглощение и рассеяние. Поглощение обусловлено целым рядом составляющих атмосферы: водяным паром, озоном, кислородом, углекислым газом и др. В основном поглощение определяется водяным паром. Рассеяние вызывается молекулами газов (рэлеевское рассеяние) и аэрозолями. Аэрозольное рассеяние зависит от количества и размера частиц пыли, взвешенной в атмосфере.

Пропускание атмосферы с учетом рэлеевского рассеяния может быть оценено по следующей формуле [372], определяющей часть

солнечного излучения, прошедшего сквозь атмосферу после рэлеевского рассеяния:

$$\tau_r = \exp(-0,008735\lambda^{-4,08} mp/p_0).$$

Пропускание, уменьшенное из-за поглощения парами воды, характеризуется частью солнечных лучей, прошедших сквозь атмосферу в спектральных областях полос поглощения воды:

$$\tau_w = \exp(-k_w(\lambda)\omega),$$

где $k_w(\lambda)$ — коэффициент поглощения солнечного излучения парами воды; ω — слой осажденных паров воды в атмосфере.

Следует отметить, что поглощение парами воды и постоянными составляющими атмосферы, такими, как озон, кислород, углекислый газ, аммиак, весьма селективно. Хотя подобраны эмпирические соотношения для расчета поглощения каждой из этих составляющих атмосферы, значительно более наглядное представление о задержке ими проходящего на Землю солнечного излучения можно получить из рис. 4.1 [373].

Для оценки аэрозольного рассеяния пользуются понятием «мутность атмосферы». Прямой солнечный поток, ослабленный в результате аэрозольного рассеяния, можно определить по следующей формуле [374]:

$$\tau_a = \exp(-\beta\lambda^{-\alpha}m), \quad (4.2)$$

где β — коэффициент мутности; α — коэффициент, который называют показателем селективности [375].

Коэффициент мутности характеризует количество взвешенных в воздухе частиц, показатель селективности — состав частиц по размерам: чем мельче частицы, тем выше α и тем большая часть излучения ослабляется в ультрафиолетовой и голубой областях спектра. Предполагается, что для различных атмосферных условий коэффициент α изменяет свое значение от 0,8 до 2,0, а коэффициент β — от 0,01 до 0,375.

При выводе обобщающей формулы, учитывающей все виды потерь солнечного излучения в процессе прохождения сквозь земную атмосферу [376], предполагалось, что спектральная плотность потока наземного солнечного излучения в узком интервале длин волн E_λ зависит от спектрального потока внеатмосферного излучения $E_{0\lambda}$ в этом интервале следующим образом:

$$E_\lambda = E_{0\lambda} \exp(-(c_1 + c_2 + c_3)m) T_{\lambda_1}, \quad (4.3)$$

где c_1 , c_2 и $c_3 = \beta\lambda^{-\alpha}$ — изменение длины оптического пути соответственно из-за рэлеевского рассеяния, наличия слоя озона и запыленности воздуха; T_{λ_1} — коэффициент, учитывающий уменьшение прозрачности атмосферы вследствие полос молекулярного поглощения, который может быть выражен (в зависимости от спектрального по-

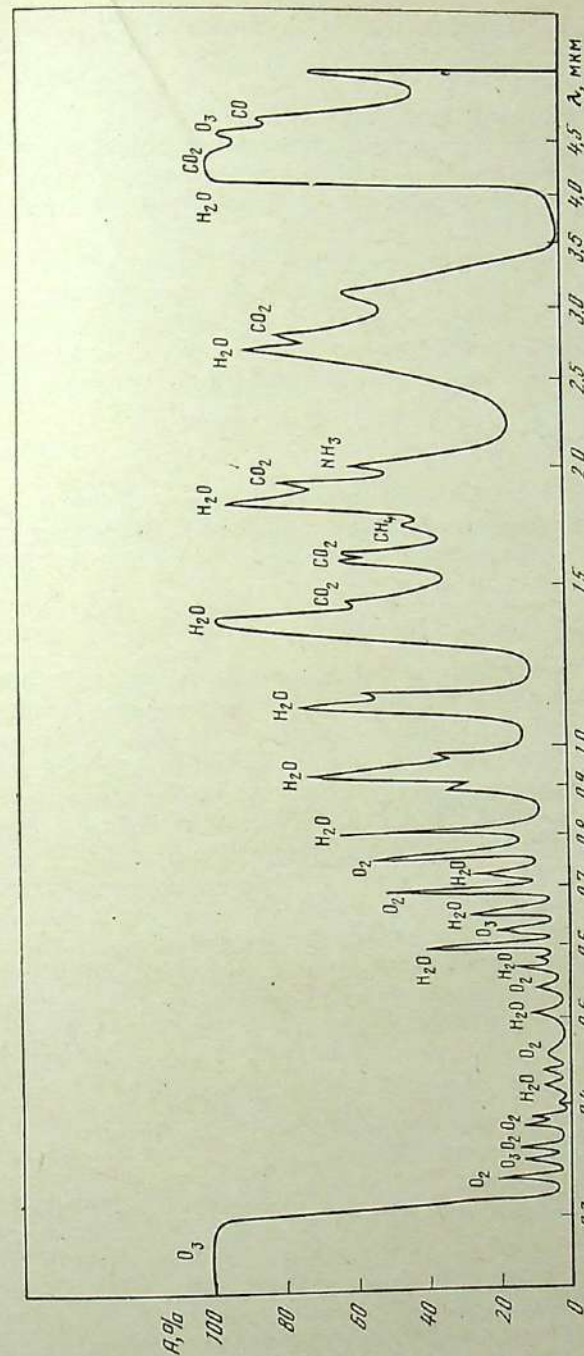


Рис. 4.1. Селективное спектральное поглощение солнечного излучения постоянными газами атмосферы при воздушной массе $m=1$, толщине слоя осажденных паров воды 2 см и приведенной толщине слоя озона 2 мм (при нормальных температуре и давлении)

ложения полосы) с помощью одного из соотношений:

$$T_{\lambda_1} = \exp(-c_4(\omega m)^{1/2}), \quad T_{\lambda_2} = \exp(-c_5 \omega m), \quad T_{\lambda_3} = 1 - c_6 m^{1/2},$$

где $c_4 - c_6$ — эмпирические константы [377, 378].

Разработаны различные модели атмосферы, с использованием которых можно рассчитывать на ЭВМ оптическое пропускание земной атмосферы по отношению к падающему солнечному излучению [379].

Спектры наземного прямого солнечного излучения для значений воздушной массы от 0 до 5 при постоянных параметрах атмосферы ($p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па; $\omega = 2$ см; приведенная толщина слоя озона 2,8 мм; количество частиц пыли в воздухе $d \approx 300$ см $^{-3}$) были рассчитаны (рис. 4.2) исходя из спектра внеатмосферного излучения [82] по формуле

$$E_{\lambda} = E_{\lambda_0} \exp(-\alpha_{\lambda} m), \quad (4.4)$$

где α_{λ} — коэффициент поглощения отдельными составляющими атмосферы в узком спектральном интервале [380]. При этом пропускание атмосферы с учетом аэрозольного рассеяния рассчитывалось не по уравнению (4.1), а по формуле

$$\tau_a = \exp(-1,02 \cdot 10^{-4} \lambda^{-0,75} d).$$

Используя эти спектры наземного солнечного излучения, а также другие расчетные и экспериментальные (см., например, [381]), можно оценить эффективность использования солнечных элементов из различных полупроводниковых материалов в разнообразных климатических и географических условиях. Однако следует учитывать, что солнечные элементы, работающие без концентраторов излучения, преобразуют в электроэнергию не только прямое, но и диффузное солнечное излучение, в том числе ту его часть, которая определяется молекулярным рэлеевским и аэрозольным рассеянием атмосферы. Диффузная составляющая излучения неба может быть весьма значительной даже в ясные дни (рис. 4.3) [374, 382]. Экспериментальные данные, относящиеся как к суммарному, так и к диффузному потоку солнечного излучения для условий $m=1$, представлены в работе [383].

Международная стандартизация спектра наземного солнечного излучения

Сравнение эффективности солнечных элементов, полученных в различных лабораториях и при промышленном производстве, не может быть осуществлено без введения единых методов оценки их выходных параметров. Особенно важно применять стандартные методы при измерении характеристик солнечных элементов и батарей, работающих в наземных условиях, поскольку электрическая мощность, генерируемая селективно-чувствительными солнечными элементами,

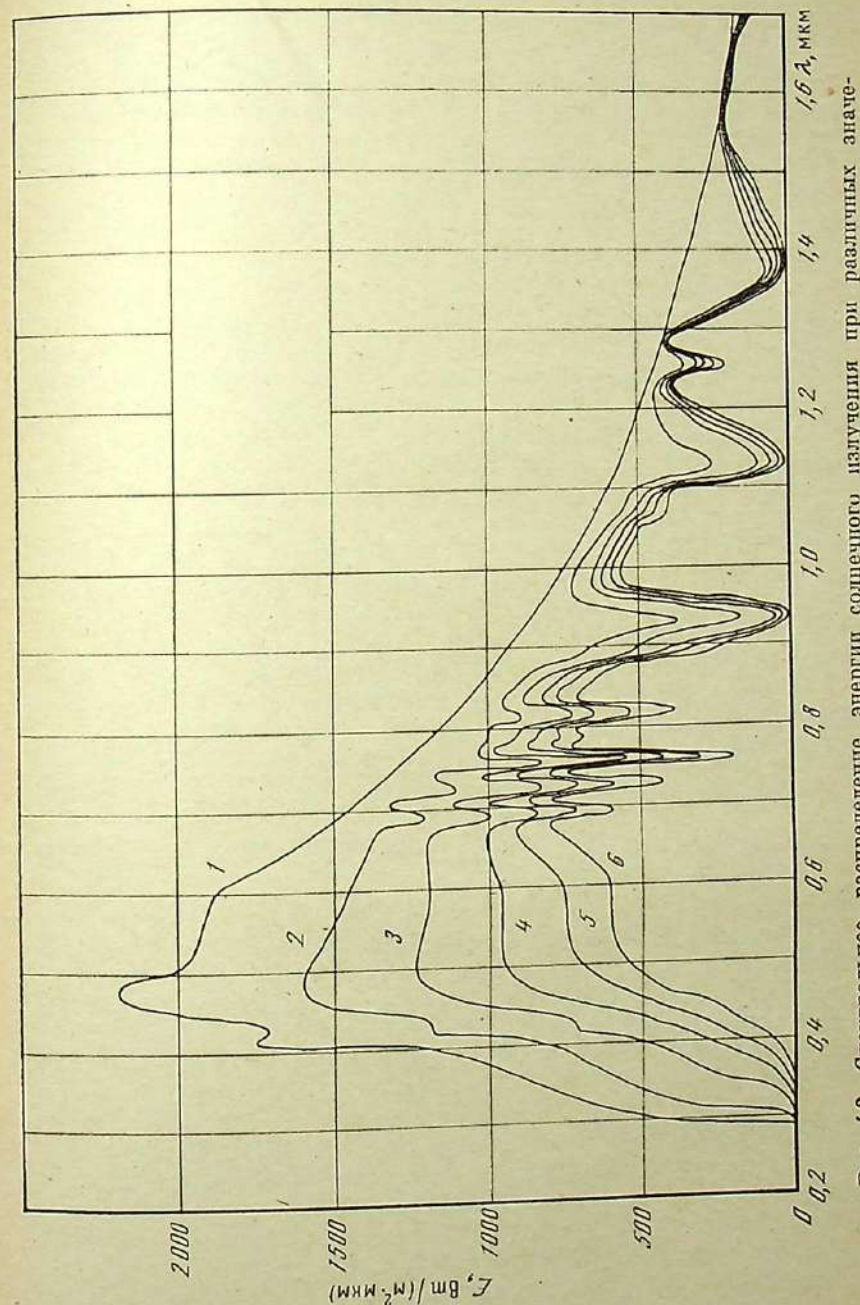


Рис. 4.2. Спектральное распределение энергии солнечного излучения при различных значениях воздушной массы
1—6 — $m=0, 1, 2, 3, 4, 5$ соответственно

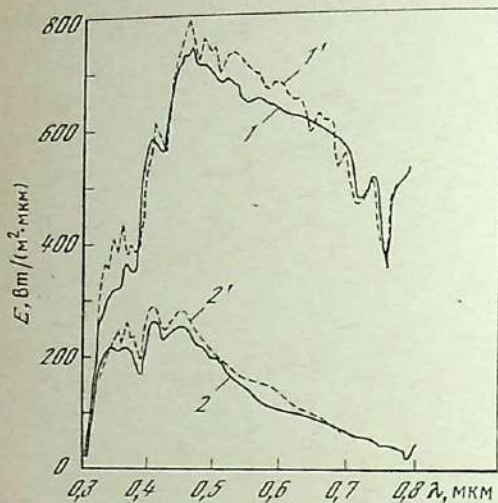
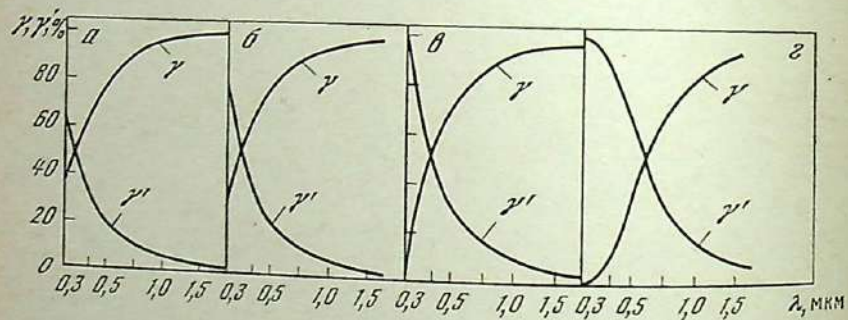


Рис. 4.3. Спектральное распределение энергии суммарного (1, 1') и диффузного (2, 2') наземного солнечного излучения при $m=2$ и $\beta=0,1$

1, 2 — расчет;
1', 2' — эксперимент

Рис. 4.4. Спектральная зависимость относительных прямой (γ) и рассеянной (γ') радиации для различных высот Солнца над горизонтом

$\alpha=2-90, 60, 30$ и 10° соответственно



неоднозначно связана с плотностью потока изменчивого по спектру наземного солнечного излучения.

Стандартизация методов измерений не только в государственном, но и в международном масштабе будет способствовать расширению сотрудничества в области использования солнечной энергии и облегчит проблему сравнительной оценки качества солнечных элементов и батарей, выпускаемых в разных странах мира.

Международная комиссия по освещению (CIE) на XV сессии, проходившей в Вене в 1963 г. с участием представителей Великобритании, СССР, США и других стран, в качестве стандарта для искусственного воспроизведения наземного солнечного излучения рекомендовала условия облучения горизонтальной плоскости при атмосферной массе $m=1$ (условия АМ1) и следующих параметрах атмосферы: слой осажденных паров воды — 2 см, озона — 2 мм; коэффициент мутности $\beta=0,05$. Интегральная плотность потока наземного солнечного излучения считается при этом равной 1110 Вт/м^2 .

Вопросы, касающиеся стандартных условий облучения, рассматривались CIE и в последующие годы. В 1972 г. Международная

комиссия по освещению рекомендовала при имитации космических условий принимать солнечную постоянную равной $1350 \text{ Вт/м}^2 \pm 5\%$ [384].

При испытании материалов на световое старение и расчетах энергетического воздействия наземного солнечного излучения комиссия рекомендовала пользоваться данными П. Муна [380] по спектральному распределению излучения Солнца на поверхности Земли при различных значениях воздушной массы. Материалы Международной комиссии хорошо дополняют обзор [385] предложенных разными авторами расчетных формул [386] и моделей атмосферы [379].

Полученные многими исследователями сведения о различных характеристиках солнечной радиации [385] полезны для расчета параметров наземных солнечных элементов и батарей. К таким характеристикам относится, в частности, спектральная зависимость относительного содержания прямой ($\gamma=E_{пр}/E$) и рассеянной ($\gamma'=E_{р}/E$) радиации в суммарной солнечной радиации E для различных высот Солнца над горизонтом (рис. 4.4). Относительное содержание рассеянной радиации увеличивается не только по мере снижения высоты Солнца, но и с уменьшением длины волны, что хорошо заметно на рис. 4.4. При всех высотах Солнца относительное содержание рассеянной радиации в суммарной особенно велико в ультрафиолетовой и коротковолновой видимой частях спектра.

Интересны также результаты измерений спектрального состава и интенсивности прошедшего сквозь облачную атмосферу солнечного излучения [385]. Если принять плотность потока солнечного излучения E в безоблачный день за 100%, то при 20% облачности (0,2 поверхности неба закрыто облаками) E уменьшается до 89%, при 40 — до 77, при 60 — до 64, при 80 — до 46, при сплошной облачности — до 20%. Коррелированная цветовая температура Солнца для наземного солнечного излучения в пасмурный день составляет $6020-6050 \text{ К}$.

В 1974—1975 гг. в странах, разрабатывающих солнечные элементы и батареи, начались активные исследования по выбору стандартного спектра наземного солнечного излучения применительно к измерению их параметров. Был предложен стандартный солнечный спектр, соответствующий атмосферной массе $m=1$ [387], основанный в свою очередь на расчетах, в которых в качестве исходного спектра внеатмосферного солнечного излучения использовалось распределение Джонсона [369], при следующих условиях: слой осажденных паров воды 1,0 см, озона 3,5 мм при 200 аэрозольных частицах пыли в кубическом сантиметре воздуха [388]. Суммарный поток такого стандартного наземного солнечного излучения (обычно обозначаемого как солнечное излучение для условий АМ1) 917 Вт/м^2 , прямая составляющая этого излучения равна 865 Вт/м^2 .

Следует отметить, что условия, близкие к АМ1, наблюдаются практически только в тропиках и на средних широтах в высокогорье. В связи с этим были продолжены работы по выбору стан-

дартного спектра и оптимальных методов измерений, наиболее полно отражающих условия эксплуатации большинства наземных фотоэлектрических установок.

В 1975 г. была разработана временная методика испытаний солнечных элементов наземного применения [389], предусматривающая три способа измерений: на естественном солнечном излучении с применением эталонных солнечных элементов, с применением неселективных радиометров и на солнечных имитаторах. В методике описываются приборы и оборудование, необходимые для проведения испытаний, рекомендуются способы градуировки эталонных элементов. В качестве стандартных предложены условия облучения при атмосферной массе $m=2$ и следующих параметрах атмосферы: толщина слоя осажденных паров воды 2,0 см, озона 3,4 мм; коэффициент мутности $\beta=0,04$; показатель селективности при аэрозольном поглощении $\alpha=1,3$ (такой спектр наземного излучения обычно кратко обозначается как условия АМ2). Спектральное распределение энергии солнечного излучения при стандартных условиях получено расчетным путем на основе спектра внеатмосферного излучения, выведенного М. П. Такаекарой [356, 357]. В качестве стандартной температуры принято значение $28 \pm 2^\circ \text{C}$.

Однако условия АМ2 также недостаточно точно соответствуют средним условиям работы наземных солнечных элементов и батарей, особенно летом в южных районах. В связи с этим временная методика [389] была переработана. В усовершенствованной [390] в качестве стандарта приняты условия, соответствующие атмосферной массе $m=1,5$ (обозначаемые как условия АМ1,5). При этом считается, что толщина слоя осажденных паров воды составляет 2,0 см, озона — 3,4 мм, коэффициент мутности $\beta=0,12$ и показатель селективности $\alpha=1,3$. Плотность прямого потока в спектре АМ1,5 равна $834,6 \text{ Вт/м}^2$.

Для измерения плотности потока солнечного излучения предусматривается применять только эталонные солнечные элементы.

Среди искусственных источников света приемлемыми считаются три: ксеноновая лампа с короткой дугой, импульсная ксеноновая и вольфрамовая лампы при цветовой температуре 3400 К с дихроичским интерференционным фильтром. При градуировке эталонных элементов следует использовать абсолютную радиометрическую шкалу.

Дополнительно к методике измерений характеристик солнечных элементов в прямом потоке естественного солнечного излучения разработаны и рекомендованы методика измерений в полном потоке и методика измерений элементов, работающих с концентраторами.

Все измерения следует проводить в специализированной лаборатории, на которую возлагаются обязанности по разработке общих методических вопросов определения характеристик солнечных элементов наземного применения, градуировке эталонных элементов и их распределению между исследовательскими организациями, а так-

же общий метрологический контроль за правильностью измерений в условиях производства и выпуск соответствующих инструкций по выполнению измерений.

Детальному изучению подверглись вопросы метрологии солнечных элементов на советско-американском семинаре в сентябре 1977 г. в Ашхабаде (программа по прямому преобразованию солнечной энергии; сопредседатели заседаний с советской и американской сторон — М. М. Колтун и Г. Брандхорст).

После подробного обсуждения специалистами разных стран, в том числе Великобритании, СССР, США и Франции, в 1982 г. методика измерений солнечных элементов при условиях АМ1,5 взята за основу выбора стандартного спектра Международной электротехнической комиссией ООН [391]. Этот спектр, так же как и спектр для условий АМ0 [358], приведен в приложении 1.

Следует отметить, что советскими специалистами спектр АМ1,5 и до этого широко использовался для измерений не только параметров солнечных элементов, но и интегральных оптических характеристик гелиотехнических материалов (см., например, [146]). Однако параметры атмосферы, обуславливающие форму спектральных полос поглощения, в работе [146] не были определены и эти данные нельзя было использовать при международной стандартизации.

В соответствии с методикой измерений параметров солнечных элементов под естественным солнечным излучением [392] в качестве стандартных были выбраны условия облучения в полном потоке солнечного излучения при атмосферной массе 1. В отличие от других исследований, где спектр наземного излучения получен пересчетом из внеатмосферного, в этой методике стандартное распределение энергии полного потока установлено усреднением одиннадцати экспериментальных кривых, полученных в течение четырех дней в июле 1976 г. на о-ве Мальта. Остров расположен на широте 36° , и в июле в полдень атмосферная масса не превышает 1,03. В качестве стандартной принята плотность потока 1000 Вт/м². Измерения могут проводиться на естественном солнечном излучении, а также на имитаторах. На естественном излучении измерения рекомендуются проводить в полном потоке при наведении солнечных элементов и батарей по нормали на Солнце с точностью $\pm 5^\circ$. При этом плотность потока должна быть не менее 800 Вт/м². Излучение, отраженное от Земли (которое, например, в случае снежного покрова может быть достаточно большим) и окружающих предметов, должно быть исключено. Для измерения плотности потока излучения имитаторов и Солнца применяются эталонные солнечные элементы, отградуированные в соответствующих условиях.

Западноевропейскими странами недавно принята единая методика измерений солнечных элементов наземного применения [366], разработанная международной группой под эгидой Европейского экономического сообщества в Объединенном научном центре (IRC), Италия. Созданы метрологические лаборатории по градуировке и

проверке эталонных элементов при европейских центрах по изучению космического пространства: RAE (Фарнбороу, Великобритания), CNES (Тулуза, Франция), ESTEC (Нордвик, Нидерланды).

Создана методика измерений солнечных элементов наземного применения [393], единая для стран — членов СЭВ. Наиболее активное участие в ее разработке принимали специалисты из Болгарии, Венгрии, Монголии, Польши, СССР и Чехословакии. Методика включает проведение измерений солнечных элементов на естественном солнечном излучении, на имитаторах Солнца, а также измерения при концентрированном солнечном излучении. При ее разработке учитывалась возможность согласования условий измерения в более широком международном масштабе; в этой методике использован опыт исследований, проводившихся в разных странах мира. В качестве стандарта приняты два варианта условий облучения: $m=1$, $E=1000$ Вт/м²; $m=1,5$, $E_{пр}=850$ Вт/м². Параметры атмосферы в обоих случаях одинаковы: слой осажденных паров воды 2,0 см, озона 3,4 мм; коэффициент мутности $\beta=0,12$ и показатель селективности $\alpha=1,3$.

Согласно этой методике характеристики солнечных элементов можно измерять в прямом и полном потоках излучения.

При измерениях в прямом потоке измеряемые и эталонные элементы должны быть ориентированы на Солнце с точностью 2°, причем их поле зрения следует ограничить углом 10°. Измерения можно проводить при плотности потока излучения (определяемой по эталонному элементу) не менее 750 Вт/м² при $m \leq 3$.

При измерениях в полном потоке измеряемые и эталонный элемент ориентируются на Солнце с точностью $\pm 5^\circ$ и устанавливаются под углом к горизонтальной плоскости не более 60°. Плотность потока излучения должна быть не менее 800 Вт/м², атмосферная масса — не более 2. Мутность атмосферы, облачность и альbedo подстилающей поверхности контролируются в период измерений по общему действию рассеянного излучения на солнечные элементы: отношение тока эталонного элемента при измерениях в полном солнечном потоке, к току, измеряемому в прямом потоке, не должно превышать 1,3. Поле зрения эталонного элемента при измерении интенсивности прямого потока необходимо снизить до 10°.

В октябре 1980 г. в Ереване проводилось совещание специалистов стран СЭВ по метрологии солнечных элементов, на котором методика рекомендована к применению.

Общепринятые в настоящее время (при расчетах и экспериментальном определении КПД и выходных электрических параметров солнечных элементов и батарей) спектры внеатмосферного [358] и наземного солнечного излучения при условиях AM1,5 [390, 391] представлены на рис. 4.5.

Важность стандартизации спектра солнечного излучения и состава атмосферы при измерениях можно проиллюстрировать следующим примером: при одинаковой атмосферной массе 1,5 и безоблач-

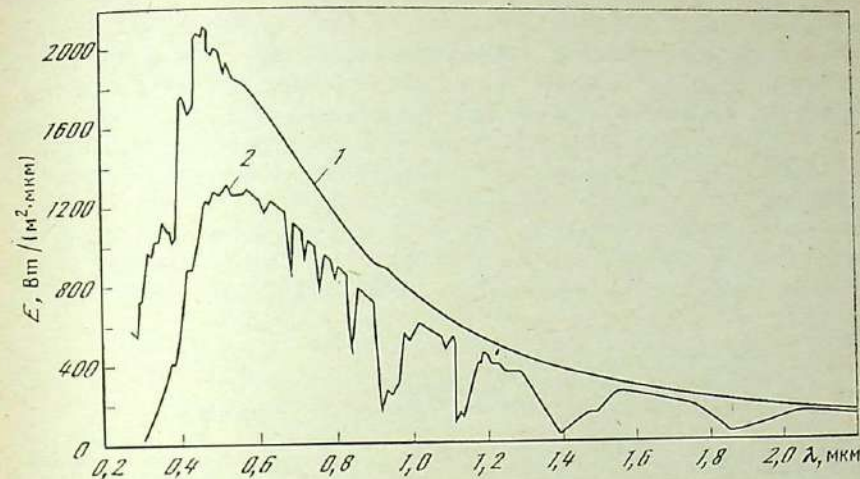


Рис. 4.5. Спектральное распределение энергии внеатмосферного (1) и наземного солнечного излучения при $m=1,5$, толщине слоя осажденных паров воды 2 см, озона 3,4 мм, коэффициентах аэрозольного рассеяния $\alpha=1,3$ и $\beta=0,12$ (2)

ном небе в зависимости от влажности и количества аэрозольных частиц плотность прямого потока солнечного излучения может изменяться от 943 до 616 Вт/м² [376].

4.2. Измерения на имитаторах солнечного излучения и в натуральных условиях

Измерения параметров солнечных элементов и батарей как космического, так и наземного применения проводят в основном на имитаторах Солнца, реже на естественном солнечном излучении.

Имитаторы Солнца используются в различных областях науки и техники: при моделировании тепловых режимов космических аппаратов [368]; при испытании материалов на воздействие космических условий; в медицинских и биологических исследованиях; в растениеводстве; в сенситометрии, в калориметрии, в гелиотехнике. Известно множество разнообразных оптических схем и конструкций имитаторов. Существуют различные имитаторы для испытаний космической техники, в том числе солнечных элементов и батарей [394].

В идеальном случае имитаторы должны с наилучшим приближением воспроизводить все параметры солнечного излучения — параллельность лучей, стабильность во времени и равномерность освещения, спектральный состав, плотность потока. Однако такие приборы чрезвычайно сложны и дороги, требуют квалифицированного обслуживания, поэтому в зависимости от конкретного назначения создаются специализированные имитаторы. В установках, предназначенных для измерения характеристик солнечных элементов и батарей, меньше внимания уделяется достижению коллимации пучка и боль-

проверке эталонных элементов при европейских центрах по изучению космического пространства: RAE (Фарнбороу, Великобритания), CNES (Тулуза, Франция), ESTEC (Нордвик, Нидерланды).

Создана методика измерений солнечных элементов наземного применения [393], единая для стран — членов СЭВ. Наиболее активное участие в ее разработке принимали специалисты из Болгарии, Венгрии, Монголии, Польши, СССР и Чехословакии. Методика включает проведение измерений солнечных элементов на естественном солнечном излучении, на имитаторах Солнца, а также измерения при концентрированном солнечном излучении. При ее разработке учитывалась возможность согласования условий измерения в более широком международном масштабе; в этой методике использован опыт исследований, проводившихся в разных странах мира. В качестве стандарта приняты два варианта условий облучения: $m=1$, $E=1000$ Вт/м²; $m=1,5$, $E_{пр}=850$ Вт/м². Параметры атмосферы в обоих случаях одинаковы: слой осажденных паров воды 2,0 см, озона 3,4 мм; коэффициент мутности $\beta=0,12$ и показатель селективности $\alpha=1,3$.

Согласно этой методике характеристики солнечных элементов можно измерять в прямом и полном потоках излучения.

При измерениях в прямом потоке измеряемые и эталонные элементы должны быть ориентированы на Солнце с точностью 2°, причем их поле зрения следует ограничить углом 10°. Измерения можно проводить при плотности потока излучения (определяемой по эталонному элементу) не менее 750 Вт/м² при $m \leq 3$.

При измерениях в полном потоке измеряемые и эталонный элементы ориентируются на Солнце с точностью $\pm 5^\circ$ и устанавливаются под углом к горизонтальной плоскости не более 60°. Плотность потока излучения должна быть не менее 800 Вт/м², атмосферная масса — не более 2. Мутность атмосферы, облачность и альbedo подстилающей поверхности контролируются в период измерений по общему действию рассеянного излучения на солнечные элементы: отношение тока эталонного элемента при измерениях в полном солнечном потоке, к току, измеряемому в прямом потоке, не должно превышать 1,3. Поле зрения эталонного элемента при измерении интенсивности прямого потока необходимо снизить до 10°.

В октябре 1980 г. в Ереване проводилось совещание специалистов стран СЭВ по метрологии солнечных элементов, на котором методика рекомендована к применению.

Общепринятые в настоящее время (при расчетах и экспериментальном определении КПД и выходных электрических параметров солнечных элементов и батарей) спектры внеатмосферного [358] и наземного солнечного излучения при условиях AM1,5 [390, 391] представлены на рис. 4.5.

Важность стандартизации спектра солнечного излучения и состава атмосферы при измерениях можно проиллюстрировать следующим примером: при одинаковой атмосферной массе 1,5 и безоблач-

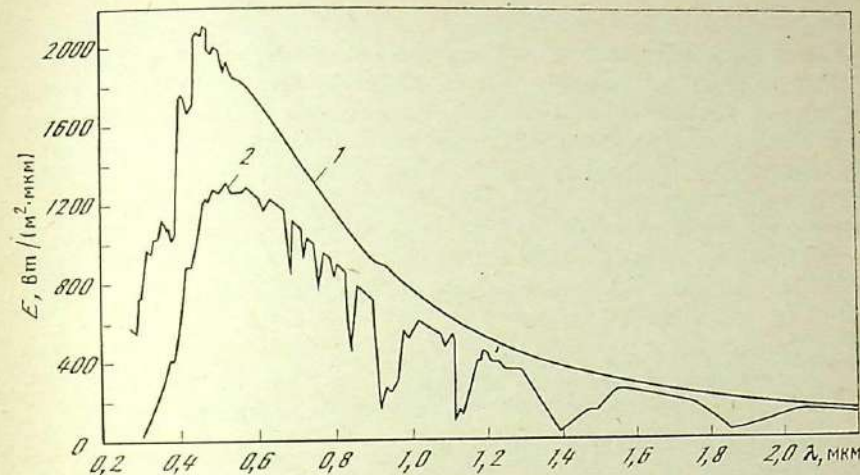


Рис. 4.5. Спектральное распределение энергии внеатмосферного (1) и наземного солнечного излучения при $m=1,5$, толщине слоя осажденных паров воды 2 см, озона 3,4 мм, коэффициентах аэрозольного рассеяния $\alpha=1,3$ и $\beta=0,12$ (2)

ном небе в зависимости от влажности и количества аэрозольных частиц плотность прямого потока солнечного излучения может изменяться от 943 до 616 Вт/м² [376].

4.2. Измерения на имитаторах солнечного излучения и в натурных условиях

Измерения параметров солнечных элементов и батарей как космического, так и наземного применения проводят в основном на имитаторах Солнца, реже на естественном солнечном излучении.

Имитаторы Солнца используются в различных областях науки и техники: при моделировании тепловых режимов космических аппаратов [368]; при испытании материалов на воздействие космических условий; в медицинских и биологических исследованиях; в растениеводстве; в сенситометрии, в калориметрии, в гелиотехнике. Известно множество разнообразных оптических схем и конструкций имитаторов. Существуют различные имитаторы для испытаний космической техники, в том числе солнечных элементов и батарей [394].

В идеальном случае имитаторы должны с наилучшим приближением воспроизводить все параметры солнечного излучения — параллельность лучей, стабильность во времени и равномерность освещения, спектральный состав, плотность потока. Однако такие приборы чрезвычайно сложны и дороги, требуют квалифицированного обслуживания, поэтому в зависимости от конкретного назначения создаются специализированные имитаторы. В установках, предназначенных для измерения характеристик солнечных элементов и батарей, меньше внимания уделяется достижению коллимации пучка и боль-

ше — созданию хорошего приближения к спектру излучения Солнца, обеспечению стабильности и однородности потока. Но и здесь подход может быть разным. В производстве при серийном изготовлении солнечных элементов применение имитаторов с точным воспроизведением спектра не всегда обязательно, особенно для относительных измерений, например таких, как текущий контроль качества, сортировка элементов и их групп по электрическим параметрам с целью обеспечения малых потерь на коммутацию после сборки батарей. Для этих целей можно подобрать имитатор с оптимальным соотношением между сложностью конструкции и точностью измерений.

**Высококачественные имитаторы
внеатмосферного солнечного излучения
для лабораторных исследований и выборочных измерений**

Чувствительность большинства солнечных элементов наиболее распространенных конструкций (исключая, видимо, лишь каскадные системы) лежит в значительно более узком спектральном диапазоне (например, в случае кремниевых солнечных элементов — от 0,4 до 1,4 мкм), чем интервал длин волн, охватываемый внеатмосферным солнечным излучением (0,2—2,5 мкм). Это обстоятельство облегчает задачу разработки имитатора солнечного излучения. Однако практически ни один из типов имитаторов, используемых при испытаниях материалов космической техники [368], не может быть применен для измерения параметров солнечных элементов из-за значительной временной и спектральной нестабильности имитируемого потока излучения. Показательным примером может служить спектр излучения угольной дуги, достаточно близкий к спектру внеатмосферного Солнца, но нестабильный во времени.

Для исследовательских целей и выборочных измерений выпускаемых и разрабатываемых солнечных элементов используют имитаторы с высоким качеством воспроизведения спектра и однородным потоком. Равномерное освещение получают за счет смешивания пучков лучей, которое может быть выполнено несколькими способами. В отечественном имитаторе С-1 на лампе накаливания с цветовой температурой 3100 К [395, 396] равномерность $\pm 10\%$ на площади 20×30 мм получена наложением двух пучков излучения. Спектральная коррекция осуществляется с помощью цветных оптических стекол: СЗС-14 толщиной 1 мм, СЗС-17 — 3,5 мм и ПС-14 — 8 мм. С помощью светофильтров достигается достаточно хорошее воспроизведение спектра в интервале 0,4—1,1 мкм (рис. 4.6), однако при этом сами светофильтры поглощают значительную часть энергии излучения лампы накаливания, что требует почти десятикратного превышения исходного потока излучения над имитируемым и интенсивного охлаждения светофильтров. При полном использовании энергии лампы накаливания мощностью 750 Вт с помощью двухлучевой схемы и применении специальной системы охлаждения (светофильтры по-

гружаются в прозрачный четыреххлористый углерод, охлаждаемый проточной водой) возникшие трудности удалось преодолеть [395].

Постоянство спектра имитатора С-1 контролируется с помощью «синие-красное отношение» — отношения токов короткого замыкания эталонного солнечного элемента при поочередном введении перед ним двух светофильтров, пропускающих излучение соответственно в синие-зеленой (СЗС-18) и инфракрасной (ИКС-21) областях спектра. Изменение уровня плотности потока излучения при постоянстве его спектрального состава обеспечивается диафрагмами переменного раскрытия и нейтральными или сетчатыми светофильтрами.

Для получения высокой равномерности освещения в точных имитаторах все чаще используется специальный смеситель — оптический интегратор [397], представляющий собой пакет линзовых элементов гексагонального сечения. На выходной торец пакета проецируется изображение тела накала ламп. Интегратор состоит из большого количества (до 19) отдельных проекционных систем, каждая из которых, формируя свой пучок, направляет его на всю рабочую зону, где пучки от каждого элемента смесителя накладываются друг на друга. В отличие от обычной системы проекции, когда неравномерность яркости тела накала воспроизводится на облучаемой поверхности, здесь первичное изображение дробится, и в результате происходит наложение множества световых пятен от каждого элемента смесителя. В итоге освещенность в различных точках облучаемой поверхности отличается от среднего значения на $\pm (2 \div 3)\%$.

Параллельность лучей достигается в большинстве современных имитаторов за счет применения коллиматоров (как правило, параболических зеркал или линз Френеля), в фокусе которых размещается изображение тела накала источников излучения, которое в свою очередь создается конденсорами (чаще всего зеркальными эллипсоидами с большим углом охвата). Угол деколлимации равен отношению половины диаметра пучка лучей в фокусе коллиматора к его фокусному расстоянию [394].

Источником излучения большинства зарубежных имитаторов служит ксеноновая лампа высокого давления. Спектр корректируется интерференционными светофильтрами, позволяющими приблизить спектр лампы к спектру внеатмосферного Солнца [358] (рис. 4.7).

Имитатор Spectrosun X-25 фирмы Spectrolab (США), созданный для измерений солнечных элементов, дает пучок с равномерностью $\pm 2\%$ на площади диаметром 300 мм при расстоянии 1,5—2 м от кас-
сеты со светофильтрами [21, 398, 399]. Сменный комплект фильтров позволяет получать как внеатмосферный, так и наземный солнечный спектр, правда, весьма далекий от стандартного спектра (условия АМ1,5).

На аналогичных принципах построены имитаторы фирмы Ushio Electric (Япония), Oriel (США), Optical Radiation Corp. (США), Bosh (ФРГ) и др. На рис. 4.8 представлены оптические схемы имитаторов Spectrosun X-25 и малогабаритного фирмы Ushio Electric.

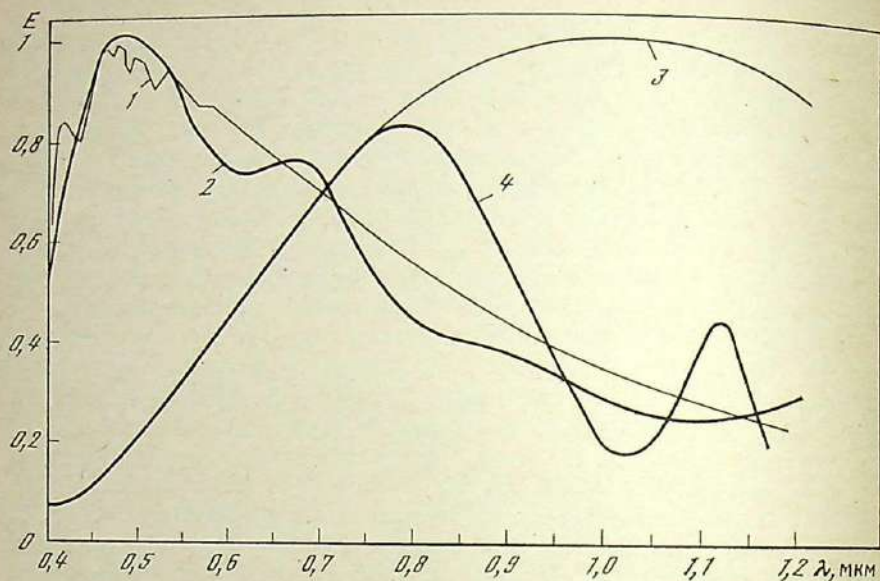


Рис. 4.6. Сравнение спектрального распределения энергии излучения имитаторов и внеатмосферного солнечного излучения

1 — внеатмосферное солнечное излучение; 2 — имитатор С-1; 3, 4 — лампы накаливания до и после коррекции водяным фильтром толщиной 4 см соответственно

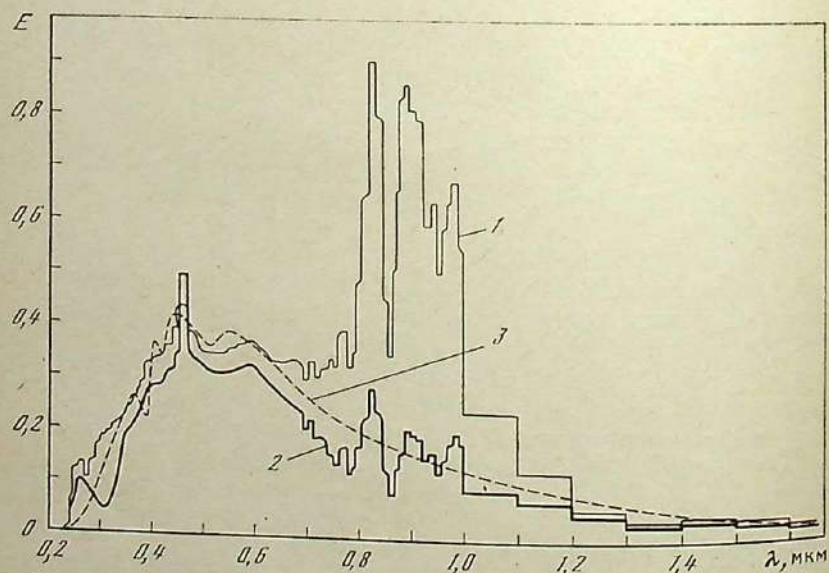


Рис. 4.7. Спектр излучения ксеноновой лампы высокого давления
1, 2 — до и после коррекции с помощью интерференционных светофильтров соответственно; 3 — сглаженный спектр внеатмосферного Солнца

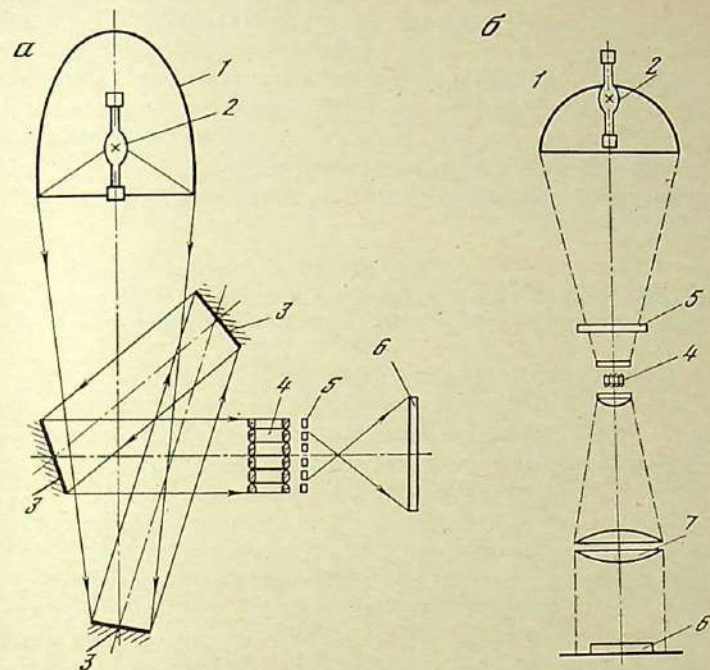


Рис. 4.8. Оптическая схема имитатора «Spectrosun X-25» (а) и малогабаритного имитатора «Ushio Electric» (б)

1 — отражатель с большим углом охвата; 2 — ксеноновая лампа высокого давления; 3 — плоское зеркало; 4 — интегратор-смеситель; 5 — интерференционные светофильтры; 6 — измеряемые солнечные элементы (или их группы); 7 — объектив

Среди отечественных имитаторов на средние площади хорошие параметры имеет прибор, разработанный во Всесоюзном научно-исследовательском светотехническом институте [400]. Равномерность освещения $\pm 2\%$ на площади 150×200 мм создается с помощью смесителя, выполненного в виде достаточно протяженного (длиной от 1 до 2 м) вертикального полого зеркального световода с поперечным сечением, несколько превышающим рабочую площадь. Имитатор, однако, не воспроизводит высокой параллельности лучей, которая характерна для внеатмосферного солнечного излучения. Источником излучения в этом имитаторе служат две металло-галогенные лампы со спектром, близким к солнечному, — ртутные газоразрядные лампы с добавками иодида и бромида олова [401, 402]. Спектры излучения металло-галогенных ламп, наполненных бромидом олова, хлоридом алюминия и иодидом индия, представлены в работе [368].

Следует отметить, что использование в достаточно точных имитаторах внеатмосферного солнечного излучения элементов, довольно

быстро изменяющихся во времени свои оптические характеристики и требующих регулярной замены (многослойные интерференционные светофильтры, сложные лампы, пропускание колб которых ухудшается со временем, а характеристики излучения не постоянны), не позволяет применять их для контроля качества солнечных элементов в процессе производства. К тому же такие имитаторы не рассчитаны на измерение параметров солнечных батарей, имеющих, как правило, большую площадь (несколько десятков и сотен квадратных метров).

Имитаторы для измерения параметров и контроля качества серийно выпускаемых солнечных элементов и батарей

Наиболее прост, удобен для использования в производственных условиях и стабилен имитатор, состоящий из вольфрамовых ламп накаливания с зеркальными или матовыми отражателями, соответствующий набор которых может обеспечить освещение солнечных элементов для батарей практически любой площади [403].

Значительная часть инфракрасного излучения ламп накаливания (вызывающего перегрев солнечных элементов при измерениях) может быть устранена с помощью установленных между лампами и элементами теплоотражающих фильтров из стеклянных пластин с прозрачными проводящими пленками на основе двуокиси олова, смеси двуокиси олова и трехокиси индия или станнатов кадмия с поверхностным слоевым сопротивлением менее 50 Ом/□ (пленка должна находиться на стеклянной пластине со стороны лампы).

Еще большего уменьшения инфракрасной составляющей излучения ламп можно добиться введением теплопоглощающего фильтра, образуемого слоем воды толщиной 2—4 см. Для охлаждения самого водяного фильтра может быть использован внешний радиатор или проточная вода, а для удаления из перегретой воды пузырьков воздуха фильтр снабжается механическими щетками [404]. Изменение спектра лампы накаливания после введения водяного фильтра видно из сравнения кривых 3 и 4 (рис. 4.6).

Подобные простые имитаторы с водяным фильтром широко используются для экспрессного контроля качества солнечных элементов и их групп (размерами до 20×30 см) на всех стадиях процесса изготовления, а без водяного фильтра — для контроля качества солнечных батарей.

Спектр ламп накаливания, применяемых для контроля качества солнечных батарей большой площади, может быть значительно исправлен и приближен к солнечному нанесением на внутреннюю поверхность колбы лампы (как перед вольфрамовой нитью накала, так и сзади нее) многослойных интерференционных светофильтров [405, 406]. Колба лампы предохраняет светофильтры от неблагоприятного воздействия внешней окружающей среды (в частности, повышенной влажности), а последствий термического воздействия излучения

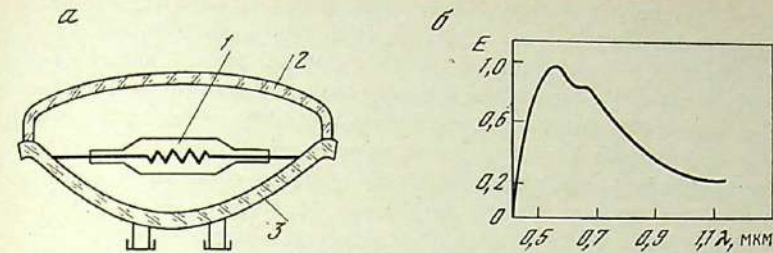


Рис. 4.9. Схема лампы-фары (с интерференционными многослойными пленочными светофильтрами на внутренних стенках) для имитаторов Солнца (а) и спектр ее излучения (б)

1 — встроена кварцевая галогенная лампа марки КГМ-110-500-2 (мощностью 500 Вт при напряжении 110 В); 2 — отражатель с многослойным тонкопленочным светофильтром; 3 — рассеиватель с многослойным цветокорректирующим фильтром, нанесенным на теплоотражающую пленку двуокиси олова

вольфрама, приводящего к кристаллизации слоев многослойного светофильтра и последующему отслаиванию его от стекла, удастся избежать, если ввести между диэлектрическими слоями светофильтра и стеклом тонкую полупрозрачную пленку хрома, нанесенную при большой скорости конденсации в высоком вакууме [406]. Осаждение постепенно испаряющегося слоя вольфрама на стекло и светофильтры также можно предотвратить, используя лампу-фару с нанесенными на ее колбу светофильтрами, внутрь которой встроена малогабаритная, но достаточно мощная вольфрамовая лампа в кварцевой оболочке [407]. Конструкция вольфрамовой лампы-фары для имитаторов Солнца с интерференционными светофильтрами на внутренних стенках и спектр ее излучения показаны на рис. 4.9. Из таких ламп-фар может быть собран имитатор Солнца для измерения параметров солнечных батарей любой площади.

Аналогичная по конструкции лампа накаливания с внутренним интерференционным фильтром мощностью 300 Вт (напряжение питания 120 В) разработана фирмой «Дженерал Электрик» (модель ELN). На основе таких ламп с установленными перед ними линзами Френеля для получения потока параллельных лучей света создан удобный и простой имитатор солнечного излучения, дающий равномерный поток при освещении поверхности площадью 1,2×1,2 м на расстоянии 4,6 м [408]. В имитаторе использованы 143 кварцевые галогенные лампы с эллиптическим отражателем, на поверхность которого нанесено многослойное интерференционное покрытие (дихроическое зеркало), выпускающее из лампы большую часть инфракрасного излучения и отражающее видимое излучение, и 143 линзы Френеля гексагональной формы, установленные на расстоянии 28 см от ламп. Изменяя напряжение питания лампы имитатора такой конструкции, можно в достаточно широких пределах варьировать плотность и спектр имитированного потока излучения.

При больших площадях облучения (3×3 м и выше) обычно используются имитаторы на импульсных ксеноновых лампах [409–411]. Эти имитаторы не имеют оптики, и равномерность освещения достигается за счет значительного удаления измеряемой батареи от лампы. Для коррекции спектра применяется интерференционный или иногда водяной фильтр. Очень важно, чтобы имитатор был оснащен соответствующей измерительной аппаратурой, которая должна обеспечить за время одного импульса длительностью около 1 мс замер всех точек вольт-амперной характеристики батареи. К серии таких имитаторов относится, например, имитатор LAPSS для измерения батарей космического назначения, обеспечивающий на площади 2,5×2,5 м равномерность освещения $\pm 2\%$ [409]. Равномерность освещения построенного на аналогичном принципе небольшого имитатора TTPSS вертикальной конструкции (высотой 2,3 м) также составляет $\pm 2\%$ на площади 0,6×0,6 м. Имитатор сравнительно недорог, но за время одного импульса удается получить только одну точку вольт-амперной характеристики [412].

При измерениях на импульсных имитаторах солнечная батарея не успевает прогреться, и ее температура близка к комнатной [21].

В качестве стандарта при квалификационных испытаниях в различных странах использовались разные значения температуры солнечных батарей и элементов: 40, 28 и 25°С. В США и Западной Европе за стандарт принята температура 28°С [389–393]. Такой выбор вряд ли можно назвать удачным, поскольку при работе солнечные элементы и батареи обычно разогреваются, и значение 40°С точнее отражает реальные внеатмосферные и наземные условия эксплуатации солнечных батарей.

При измерениях на импульсных имитаторах вычислительные устройства автоматически пересчитывают характеристики батарей к задаваемой рабочей температуре. Пересчет ведется по средним температурным коэффициентам, которые имеют заметный разброс. Вероятно, импульсные имитаторы желательно снабжать термостабилизирующим устройством для измеряемых солнечных батарей, а температуру батареи контролировать в момент измерений. Термостабилизирующее устройство может быть выполнено на основе, например, инфракрасных излучателей, устанавливаемых в момент измерений с темной стороны батареи.

В заключение необходимо кратко остановиться на сверхмощных ксеноновых лампах непрерывного горения, каждая из которых (при достаточно хорошей имитации спектра внеатмосферного солнечного излучения) может создать необходимую плотность потока излучения 1360 Вт/м² на поверхности солнечной батареи площадью в несколько десятков квадратных метров. Примером такого источника излучения может служить разработанная Всесоюзным научно-исследовательским светотехническим институтом металлическая ксеноновая лампа сверхвысокого давления мощностью 40 кВт [413]. Лампа

взрывобезопасна, снабжена двойным охлаждаемым водой кварцевым окном в металлическом корпусе, однако значительная неравномерность освещения по площади, достигающая $\pm 20\%$ на краях облучаемой поверхности [368], позволяет использовать такие лампы лишь в устройствах для исследования светового старения космической техники или приближенной оценки работоспособности солнечных батарей, а не при измерениях их фотоэлектрических параметров.

Имитаторы наземного солнечного излучения

Сложный характер наземного солнечного излучения при различных значениях воздушной массы (см. рис. 4.2) делает весьма трудной задачу имитации такого излучения, даже если ограничиться целью воспроизведения стандартного солнечного излучения в условиях AM1,5, AM2 или AM1 [387, 389, 391] в области длин волн от 0,4 до 1,1 мкм. Вероятно, получение точного спектрального распределения стандартного наземного солнечного излучения возможно лишь с помощью монохроматора с изменяющейся по заданной программе щелевой или штырьковой диафрагмой, что, однако, не позволяет даже при светосильном монохроматоре достичь освещенности, характерной для солнечного излучения. Второй возможный путь такой имитации — воспроизведение наземного солнечного спектра по отдельным спектральным участкам с помощью ксеноновой или галогенной лампы, снабженной набором сменных узкополосных интерференционных светофильтров. Оба способа к тому же создают поток имитированного солнечного излучения на очень небольшой площади в несколько квадратных милли- или сантиметров.

В связи со сложностью точной имитации наземного солнечного излучения получили широкое распространение методы приближенного воспроизведения наземных спектров и создания имитаторов со спектром излучения, повторяющим сглаженную, усредненную кривую излучения при условиях AM1,5, AM2 или AM1. Такая цель может быть достигнута путем подбора или расчета нового комплекта светофильтров для имитаторов внеатмосферного излучения любой рассмотренной конструкции. Многие из этих имитаторов дают достаточно хорошее приближение к наземным солнечным спектрам при правильном выборе светофильтров и плотности потока прямого излучения, который, как известно, для условий AM2 должен быть близок к 750 Вт/м², для AM1,5 — к 850 Вт/м² и для AM1 — к 910–950 Вт/м².

Для примера на рис. 4.10 представлена кривая излучения имитатора на основе галогенных ламп [408] в сравнении со стандартным солнечным спектром для условий AM2. Для получения плотности потока прямого излучения, близкой к 750 Вт/м², напряжение на галогенной лампе с встроенным интерференционным дихроичным светофильтром марки ЕЛН, использованной для создания имитатора данного типа [408], было понижено до 100 В.

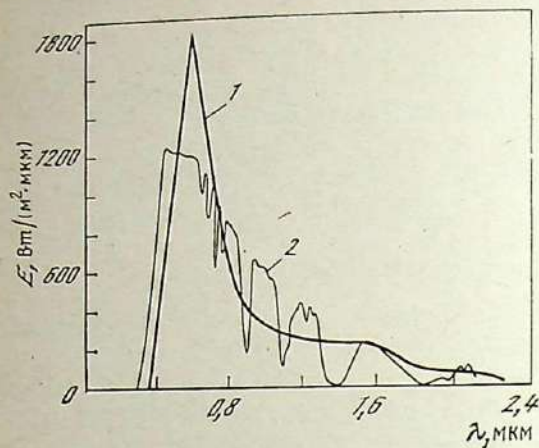


Рис 4.10. Имитация стандартного солнечного спектра при условиях АМ2

- 1 — имитатор на основе галогенных ламп с встроенными интерференционными дихроическими светофильтрами и линзами Френеля;
- 2 — стандартный спектр наземного излучения при условиях АМ2

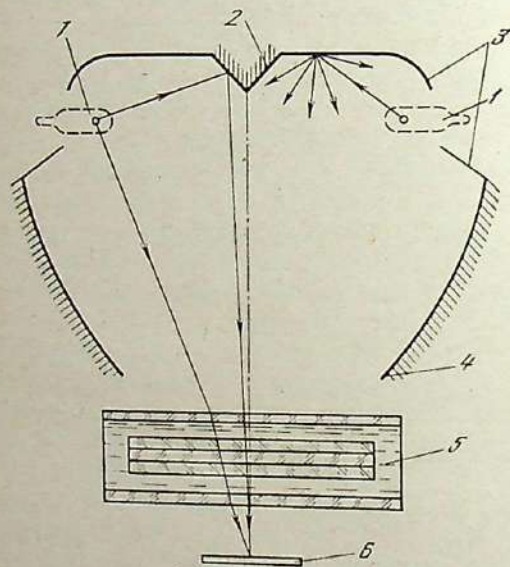


Рис. 4.11. Оптическая схема имитатора наземного солнечного излучения с диффузным отражателем

- 1 — вольфрамовая галогенная лампа марки КГМ-30-300-2;
- 2 — зеркальный фасетный, диффузный и зеркальный сферический отражатели соответственно;
- 5 — составной охлаждаемый светофильтр из набора цветных стекол;
- 6 — измеряемый солнечный элемент

Известен имитатор для измерения параметров солнечных элементов, состоящий из двух ламп — ксеноновой и вольфрамовой [414]. У ксеноновой лампы длинноволновая часть излучения (правее 0,7 мкм) «отрезана» с помощью фильтра на основе раствора медного купороса, охлаждаемого водой, а коротковолновое излучение вольфрамовой лампы накаливания (левее 0,55–0,6 мкм) поглощается фильтром из цветного стекла. Смещение на облучаемой поверхности размерами 1×2 см двух скорректированных таким образом потоков излучения даст возможность при изменении интенсивности излучения ламп и толщины фильтров получать сглаженную кривую как внеатмосферного, так и наземного излучения.

Полезные практические результаты получены при сравнении спектров двух имитаторов наземного солнечного излучения на основе ксеноновых и вольфрамовых ламп (с частичной фильтрацией излучения) со стандартным наземным солнечным излучением в условиях АМ1 [415]. Сопоставление параметров тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия при измерениях в патурных условиях, близких к условиям АМ1, и в лаборатории на имитаторах обоих типов позволило сделать вывод, что имитатор, использующий ксеноновые лампы, дает значительно лучшее приближение к условиям эксплуатации солнечных элементов, вероятно, из-за отсутствия в спектре имитатора из вольфрамовых ламп коротковолнового излучения ($\lambda < 0,4$ мкм), где чувствительность солнечных элементов еще сравнительно велика.

К значительному удорожанию имитаторов на ксеноновых лампах непрерывного горения и импульсных приводит необходимость снабжать их смежными комплектами многослойных интерференционных фильтров для воспроизведения наземного излучения. Более простые наземные имитаторы для измерения параметров солнечных элементов из кремния и арсенида галлия можно создавать на лампах накаливания, которые обладают более стабильными параметрами и не требуют сложного оборудования для стабилизации питания. Эти солнечные элементы обладают невысокой чувствительностью в области длин волн менее 0,5 мкм (при глубоком залегании $p-n$ -перехода в кремнии и большой толщине широкозонного фильтра из AlGaAs на поверхности арсенида галлия чувствительность в этой области практически отсутствует). Параметры таких солнечных элементов можно с достаточной точностью измерять на имитаторах, созданных на основе вольфрамовых ламп накаливания со светофильтрами из цветных стекол. Один из таких имитаторов [416] выполнен на галогенной лампе мощностью 650 Вт, работающей при цветовой температуре 3200 К. Коррекция спектра осуществляется оптическим фильтром CS1-75 Corning Glass. В освещенном пятне диаметром 6 см с равномерностью $\pm 1\%$ обеспечивается плотность потока излучения 740 Вт/м².

Можно сделать сравнительно простой наземный имитатор на лампах накаливания со стеклянными фильтрами и диффузным отражателем, обеспечивающим равномерное освещение рассеянным излучением, близким к наблюдающемуся в патурных условиях (рис. 4.11) [366]. Как показали эксперименты, такой отражатель легко позволяет получить равномерность $\pm 5\%$ на площади 40×40 мм. Линзовая оптика в имитаторе отсутствует. Источник излучения — галогенные лампы с цветовой температурой 3400 К. Спектральное распределение полного потока наземного излучения при атмосферной массе 1,5 можно получить с помощью цветных стекол СЗС-24, СЗС-17, ПС-14.

Более полно реальные условия наземного излучения воспроизводятся при использовании оптической схемы, показанной на

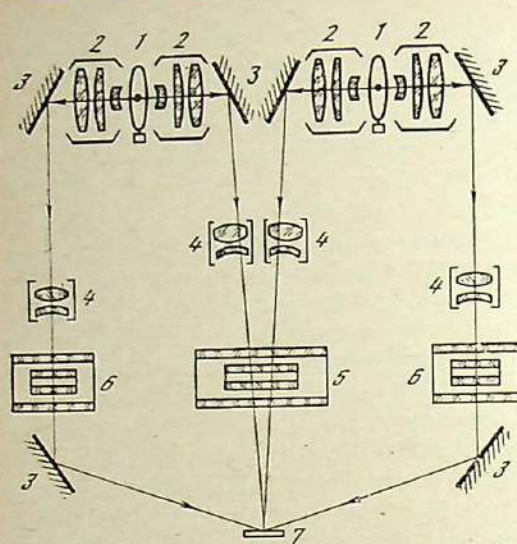


Рис. 4.12. Оптическая схема имитатора прямого и рассеянного (диффузного) потока наземного солнечного излучения

- 1 — вольфрамовые галогенные лампы;
- 2 — конденсоры;
- 3 — плоские факетные отражатели;
- 4 — объективы;
- 5, 6 — светофильтры для имитации прямого и рассеянного (диффузного) потока излучения соответственно;
- 7 — измеряемый солнечный элемент

рис. 4.12 [366]. Правый луч одной лампы и левый луч другой проходят через светофильтр и, освещая солнечные элементы под углом, близким к нормальному, имитируют прямой поток солнечного излучения. Другая пара лучей, проходя системы коррекции и попадая на солнечные элементы под острым углом, имитирует рассеянное излучение неба. Как показали расчеты, спектральное распределение излучения лампы накаливания с цветовой температурой 3400 К можно преобразовать в спектральное распределение прямого солнечного потока при стандартных параметрах с помощью светофильтра, состоящего из цветных стекол: СЗС-17 толщиной 2 мм, СЗС-15 — 1 мм, ПС-14 — 3,2 мм и слоя дистиллированной воды толщиной 25 мм. Оптимизация толщины фильтров проводилась на ЭВМ, что позволило достичь хорошей коррекции спектра ламп.

Измерение характеристик солнечных элементов и батарей на естественном солнечном излучении

При разработке систем преобразования солнечной энергии необходимо проводить натурные испытания наземных солнечных батарей в реальных условиях работы. Однако на естественном наземном излучении могут выполняться и квалификационные измерения, причем не только батарей наземного применения, но и космического. В этом случае, конечно, для определения плотности потока излучения применяется эталонный солнечный элемент, отградуированный для соответствующих стандартных условий. Необходимо подчеркнуть, что при использовании эталонных элементов наземное солнечное излучение при конкретных условиях фактически предстает как излучение, имитирующее стандартное (наземное и космическое). На-

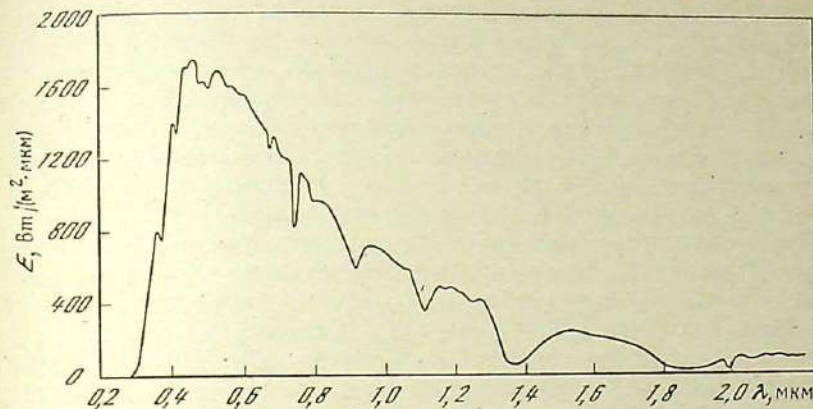


Рис. 4.13. Типичное спектральное распределение энергии наземного солнечного излучения в высокогорных условиях (2300 м над уровнем моря; атмосферное давление 585 мм рт. ст.; толщина слоя осаждаемых паров воды 5 мм, озона 2,5 мм; концентрация частиц пыли в воздухе 200 см⁻³; $m=1,03$)

пример, если применяется коллимирующее устройство, то наземное излучение в летний полдень в высокогорье при сухой атмосфере и малом количестве аэрозолей по своей близости к космическому может превосходить даже самые высококачественные имитаторы. Спектральное распределение энергии наземного солнечного излучения при воздушной массе $m=1,03$ измерено в условиях Столовой горы, в Калифорнии, на высоте около 2300 м над уровнем моря (рис. 4.13) [417]. В течение 1 мин плотность потока излучения на Столовой горе изменяется не более чем на 0,5%. Близкие к этим условия измерений характерны и для высокогорной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга (около 3000 м над уровнем моря), где ежегодно проводится градуировка эталонных солнечных элементов [418].

Стандартное спектральное распределение энергии наземного излучения рассчитано на основе среднего содержания всех компонент атмосферы. Такие условия не характерны ни для одного из сезонов года, однако во многих случаях естественное излучение оказывается к стандартному ближе, чем излучение высококачественных наземных имитаторов.

Измерение характеристик наземных солнечных элементов и батарей на естественном излучении можно проводить тремя способами: помещая батарею горизонтально, устанавливая ее с наклоном к югу на угол, близкий к широте местности, или с помощью системы слежения, располагая по нормали к прямому потоку. Эталонный солнечный элемент во всех случаях должен устанавливаться в одной плоскости с измеряемой батареей.

Каждый метод имеет свои преимущества и недостатки. Первый — наиболее прост, позволяет избежать попадания излучения, отражен-

ного от грунта, но измерения можно проводить лишь при большой высоте Солнца [392]. Вторым методом ближе к условиям реальной работы солнечных батарей, но требует защиты от излучения, отраженного подстилающей поверхностью. Измерения по третьему методу обычно проводятся с применением коллимирующих тубусов. Он дает наиболее воспроизводимые результаты, однако необходимость использования следящей системы и коллимирующих устройств не позволяет применять его для больших батарей.

При любом методе плотность потока излучения во время измерений не должна отличаться от стандартной более чем на 20%. Это позволяет уменьшить ошибку при расчете параметров элементов или батарей в стандартных условиях. Температура элементов и батарей при измерениях должна быть близка к стандартной. Если для отдельных элементов это выполнить легко, то для батарей равномерную термостабилизацию в большинстве случаев осуществить трудно. Чаще используется точное измерение истинной температуры. При этом батарея должна быть хорошо защищена от ветра, чтобы обеспечить однородность температуры по всей площади. Расчет параметров элементов и батарей при стандартных температуре и освещенности может проводиться по формулам, приводимым в работе [392].

4.3. Эталонные солнечные элементы

Учитывая, что спектральное распределение энергии излучения даже высококачественных имитаторов отличается от стандартного солнечного, а чувствительность солнечных элементов селективна, проводить настройку интенсивности имитаторов с помощью неселективных приемников излучения (радиометров) нецелесообразно. Для этой цели применяются специально отградуированные эталонные солнечные элементы [419]. Эталонные, или стандартные, солнечные элементы, иногда также называемые светоизмерительными приемниками, — это фактически радиометры с селективной чувствительностью.

Плотность потока солнечного излучения при одинаковом значении воздушной массы и, казалось бы, сравнительно небольших вариациях основных составляющих атмосферы может изменяться, как показали расчеты, достаточно сильно [376]. Из сравнения различных атмосферных условий следует: плотность потоков солнечного излучения при нескольких измерениях, фиксируемая неселективным радиометром, может быть почти одинаковой, в то время как спектральный состав излучения будет отличаться столь существенно, что солнечные элементы (в силу селективной чувствительности) будут вырабатывать при этом различную электрическую мощность и значительно отличающиеся фототоки. Даже у высококачественных элементов различие в токах короткого замыкания, измеренных в наземных условиях при одинаковой энергетической облученности, но в разном состоянии атмосферы, составляет 15% [392]. В то же время одина-

ковая плотность солнечного излучения 672 Вт/м^2 может наблюдаться для следующих двух состояний атмосферы: при $m=1,5$ толщина слоя озона 2 мм, $\beta=0,17$, $\alpha=0,66$ и при $m=3$ толщина слоя озона 5,5 мм, $\beta=0,02$, $\alpha=1,3$ (толщина слоя осажденных паров воды в обоих случаях 2,0 см), хотя очевидно, что спектральный состав излучения при столь разных параметрах атмосферы будет заметно отличаться.

Сравнение градуировочного коэффициента — отношения, определенного по спектральной чувствительности интегрального фототока с единицы площади элемента к плотности потока солнечного излучения, падающего на эту площадь, — для большого числа солнечных элементов показало, что если настройка интенсивности излучения имитатора из вольфрамовых ламп без фильтра проводится неселективным радиометром, то погрешность измерения тока короткого замыкания солнечных элементов достигает 50% [420]. При использовании имитаторов на основе вольфрамовых ламп с дихроическим фильтром погрешность составит 30% (при прогнозировании значений тока во внеатмосферных условиях) и 10% (в наземных), а для имитаторов на основе ксеноновых ламп с короткой дугой и интерференционными светофильтрами погрешность равна 15% для наземных измерений и 3–5% для космических.

При градуировке эталонных солнечных элементов определяют ток короткого замыкания в стандартных условиях облучения. С помощью эталонного солнечного элемента настраивают имитатор — регулируют поток его излучения до тех пор, пока ток короткого замыкания эталона станет таким же, как при стандартных условиях.

Следует отметить, что в этом случае энергетическая облученность рабочей зоны имитатора не будет в точности совпадать с энергетической облученностью, создаваемой естественным солнечным излучением в стандартных условиях, поскольку излучение оценивается по его воздействию на селективно-чувствительный солнечный элемент конкретной конструкции из определенного полупроводникового материала.

Обычно для оценки излучения по его воздействию на приемник с конкретной спектральной чувствительностью вводят эффективные величины: оценка излучения по его воздействию на глаз человека производится в люксах, по воздействию на кожу — в эритемных единицах и т. д. Однако в данном случае вводится не эффективная величина, требующая нового названия, а эквивалентная. Так, если источник с произвольным спектром при некоторой энергетической облученности создает в солнечном элементе ток, равный внеатмосферному, то при этом энергетическая облученность для данного типа элементов эквивалентна 1360 Вт/м^2 . Например, при освещении лампой накаливания с цветовой температурой 2850 К кремниевый солнечный элемент с мелкозалегающим $p-n$ -переходом ($l \leq 0,5 \text{ мкм}$) генерирует такой же ток, как в космических условиях, если энергетическая облученность, создаваемая лампой, снабженной водяным

фильтром толщиной 40 мм, равна приблизительно 780 Вт/м^2 , а лампой без фильтра — 960 Вт/м^2 . В обоих случаях при измерении излучения лампы кремниевый эталонный элемент покажет 1360 Вт/м^2 .

Использование эталонных солнечных элементов позволяет проводить удовлетворительные по точности измерения на имитаторах с плохой коррекцией спектра и даже при использовании источника излучения с произвольным спектральным распределением энергии. Погрешность оценки электрических характеристик солнечных элементов в этом случае будет зависеть от степени отличия спектральной чувствительности измеряемого и эталонного элементов. Таким образом, основное требование, предъявляемое к эталонным солнечным элементам, — идентичность их оптических и спектральных характеристик характеристикам тех солнечных элементов, для измерения которых они применяются. Особенно это касается спектральной чувствительности. При использовании эталонных элементов в наземных условиях с имитаторами, имеющими широкий пучок излучения, важна также и угловая зависимость чувствительности, в значительной степени определяемая микрорельефом поверхности солнечного элемента, влияющим на коэффициент отражения света при различных углах падения [23]. Даже самый совершенный технологический процесс изготовления не обеспечивает идентичности оптических и спектральных характеристик всех элементов данного типа, поэтому в качестве эталонных желателен отбирать элементы, имеющие характеристики, близкие к средним для выпускаемой продукции.

Проектирование эталонных солнечных элементов включает в себя создание конструкции, исследование стабильности и метрологических характеристик, разработку аппаратуры и методики градуировки.

Конструкция эталонных солнечных элементов

Конструкция эталонных солнечных элементов в зависимости от назначения может быть разной, но во всех случаях должно обеспечиваться основное требование, предъявляемое к средствам измерений, — высокая стабильность всех параметров. Это, в свою очередь, приводит к необходимости надежной термостабилизации солнечных элементов или точного измерения их температуры. Эталон простейшей конструкции представляет собой солнечный элемент, укрепленный в углублении металлической пластины и защищенный стеклом [390, 419, 421]. Для поддержания постоянной температуры эталонный элемент устанавливается обычно на термостатированном столике.

В специально разработанных новых эталонных элементах типов ПС-4 [422], -5, -6 и -7 использованы кремниевые солнечные элементы. Эталон типа ПС-4 имеет фоточувствительный элемент размерами $14 \times 24 \text{ мм}$ с контактной полосой шириной 2 мм по всему периметру. Элемент прижат к латунному посеребренному корпусу пружинами гребенчатого вида, которые одновременно используются для

токосъема с верхнего электрода, обеспечивая малое контактное сопротивление (не более $0,03 \text{ Ом}$). Крышка с окном из оптического стекла изолирует солнечный элемент от внешней среды. Поддержание заданной температуры обеспечивается с помощью нагревательного элемента, встроенного в корпус приемника, двух датчиков температуры (исполнительного и контрольного), укрепленных непосредственно на тыльной стороне солнечного элемента, и специально разработанного блока автоматики. Точность термостатирования $\pm 1^\circ \text{С}$.

В эталонном элементе типа ПС-5 кремниевый солнечный элемент размерами $10 \times 20 \text{ мм}$ припаян непосредственно к корпусу. Сверху располагается защитное стекло. Места соединения стекла с корпусом и электрического вывода уплотнены. Чтобы обеспечить стабильность характеристик при эксплуатации, сборка осуществляется в среде сухого инертного газа. Для поддержания постоянной температуры эталонный элемент устанавливается на термостатированном столике, внутри которого протекает вода от жидкостного термостата. Градуировочная кривая зависимости напряжения холостого хода элемента от температуры при фиксированном значении энергетической облученности позволяет точно определить его температуру.

В эталоне типа ПС-6 используется кремниевый солнечный элемент размерами $10 \times 20 \text{ мм}$, рядом с которым располагается кремниевый датчик температуры, по оптическим и теплофизическим свойствам представляющий собой точный аналог солнечного элемента, но без $p-n$ -перехода. Над солнечным элементом и датчиком температуры располагается защитное стекло.

Эталон типа ПС-7 состоит из группы солнечных элементов с общими размерами чувствительной поверхности $76 \times 71 \text{ мм}$. На тыльной стороне группы расположен датчик температуры. Солнечные элементы защищены одним общим стеклом, укрепленным в корпусе приемника, что облегчает уход за эталоном.

В 1980—1982 гг. в СССР был разработан, усовершенствован и предложен в качестве стандарта для стран СЭВ новый эталонный солнечный элемент типа ПС-9 с прямоугольной фоточувствительной поверхностью размерами $30 \times 35 \text{ мм}$ и с фоточувствительной поверхностью круглой дисковой формы диаметром 50 мм для измерений параметров элементов и батарей космического [423] и наземного [424] применения соответственно.

Новый эталонный элемент имеет встроенный холодильник, снабженный радиатором, через который может протекать вода от термостата, и чувствительный термодатчик. В качестве фоточувствительных датчиков в эталонах типа ПС-9 используются солнечные элементы из кремния с мелкозалегающим $p-n$ -переходом и элементы на основе гетеропереходов твердый раствор алюминия в арсениде галлия — арсенид галлия. Большие размеры корпуса эталона ПС-9 обеспечивают угловое поле, превышающее 166° , что позволяет использовать новый эталон при измерениях солнечных элементов и батарей как в полном потоке, так и в прямом коллимированном.

На корпусе нового эталона может крепиться тубус, уменьшающий поле зрения до $\pm 2,5^\circ$, что необходимо для измерения прямого потока солнечного излучения при определении характеристик батарей, работающих с концентраторами. На тубусе для контроля параметров атмосферы (содержания паров воды, озона и аэрозолей) предусмотрена возможность установки интерференционных светофильтров, которые пропускают излучение в узких спектральных интервалах, соответствующих селективным полосам поглощения в спектре наземного солнечного излучения.

Абсолютная градуировка эталонных элементов трудоемка, требует длительного времени и значительных затрат; поэтому эталоны, прошедшие такую градуировку, используют только в качестве образцового средства измерений. Для каждодневных целей применяются рабочие светоизмерительные приемники.

Эталонные элементы ПС-4 и -9 разработаны как образцовые. При оценке их метрологических свойств измеряются следующие параметры: вольт-амперная характеристика; температурная зависимость тока короткого замыкания в диапазоне от 20 до 60° С; зависимость тока короткого замыкания от энергетической облученности в диапазоне значений солнечной постоянной от 0,5 до 1,5; стабильность чувствительности за период не менее одного года. По результатам измерений отбирается группа приемников, имеющих стабильность чувствительности в пределах 0,5% и температурный коэффициент тока короткого замыкания не более 0,2%/° С.

В качестве рабочих светоизмерительных приемников применяются эталоны ПС-6 и -7, чувствительность которых в течение шести месяцев изменяется не более чем на 1,5%. Рабочие приемники градуируются по образцовым на имитаторах, аналогичных тем, для которых предназначен приемник. Все рабочие элементы не реже одного раза в шесть месяцев проходят поверку по образцовым.

Размер углового поля (поля зрения) эталонного элемента не оказывает влияния на точность измерений при работе в коллимированном пучке излучения. Однако во многих случаях, например при измерении плотности полного потока солнечной радиации в наземных условиях, важно, чтобы детали корпуса не затеняли чувствительную поверхность эталонного элемента. Эталон с угловым полем 166° можно использовать при всех возможных значениях рассеянного солнечного потока и любом варианте обработки поверхности элемента [390].

Постоянное совершенствование технологии изготовления и создание новых типов солнечных элементов вызывают необходимость измерения параметров солнечных элементов с нестандартным распределением спектральной чувствительности. При этом необходимо иметь набор эталонных солнечных элементов с различными вариантами спектральных характеристик. Солнечные элементы для таких эталонов получают изменением глубины залегания $p-n$ -перехода, вариацией характеристик просветляющего покрытия, облучением

элементов разными дозами протонов и электронов различной энергии. Быстрый подбор эталонного элемента выполняют по «спине-красному» отношению токов эталона и измеряемого элемента. С этой целью поочередно измеряется ток солнечного элемента со светофильтрами, выделяющими излучение в синей и ближней инфракрасной областях спектра, и подбирается эталонный элемент с наиболее близким значением «спине-красного» отношения. Аналогичный подход можно использовать для подбора эталонов при измерениях параметров солнечных батарей из нестандартных солнечных элементов. Создан комплект эталонных элементов с нестандартным спектральным распределением чувствительности на основе приемников типа ПС-5.

Стабильность характеристик эталонных солнечных элементов

Элементы для эталонов отбираются из числа серийно выпускаемых или изготавливаются специально. При отборе основное внимание обращается на качество торцевых поверхностей, значения шунтового и последовательного сопротивления. Важно, чтобы свойства солнечных элементов, используемых для этой цели, были однородны по площади (особенно спектральная и интегральная чувствительности). Желательно, чтобы у них был минимальный температурный коэффициент тока короткого замыкания. Отобранные по этим параметрам элементы монтируются в оправы и проходят естественное или ускоренное старение. Затем определяется стабильность чувствительности. Исследование проводят в течение длительного времени, при этом методика должна обеспечивать, чтобы погрешность относительных измерений не превышала 0,1%. При первичной градуировке используются эталонные элементы со стабильностью чувствительности в пределах $\pm 0,5\%$ [419]. Для эталонных солнечных элементов наземного применения проверяются также угловые зависимости чувствительности и линейность световой характеристики. Отклонение от линейности в диапазоне 400–1000 Вт/м² не должно превышать $\pm 0,5\%$ от нормируемого значения интенсивности потока при АМ1,5.

Кремниевые солнечные элементы, предназначенные для энергетических целей и используемые как эталонные, в обычных условиях отличаются наиболее стабильными характеристиками из всех преобразователей солнечной энергии. Эти солнечные элементы обладают также линейной зависимостью тока короткого замыкания (в эталоне они работают в режиме короткого замыкания) в довольно широком диапазоне изменения плотности потока излучения и имеют небольшой температурный коэффициент тока короткого замыкания 0,1–0,2%/° С; их чувствительность охватывает видимую и ближнюю инфракрасную области спектра. Могут быть изготовлены кремниевые солнечные элементы со сверхмелким $p-n$ -переходом (толщина верхнего легированного слоя $l \leq 0,1 \div 0,2$ мкм), чувствительные в ближней ультрафиолетовой области солнечного спектра.

Однако далеко не каждый солнечный элемент из выпускаемых серийно имеет параметры, в том числе и стабильность, отвечающие требованиям, предъявляемым к измерительным приборам. В связи с этим при создании эталонных солнечных элементов было необходимо не только разработать такую конструкцию, которая обеспечивала бы стабильность и надежность их работы в процессе эксплуатации, но и провести тщательный предварительный отбор элементов для эталонов. Специальные требования предъявлялись также в отношении способа монтажа солнечных элементов в корпусе эталона.

Измерение тока короткого замыкания солнечных элементов для определения стабильности чувствительности проводилось только после того, как элементы были полностью смонтированы в корпусе. Начиная с 1967 г. такие измерения выполнялись регулярно с частотой не реже двух раз в год. В 1967 г. было изготовлено 75 эталонов и начато исследование стабильности их чувствительности. Приборы, вышедшие из строя или оказавшиеся нестабильными, исключались, но периодически добавлялись новые партии эталонов из кремниевых элементов усовершенствованного типа, а также из элементов на основе гомоперехода в арсениде галлия и гетероструктур AlGaAs-GaAs и $\text{Cu}_2\text{S-CdS}$. Эталонные солнечные элементы, которые в течение года и дольше показывали стабильные свойства (ток короткого замыкания оставался неизменным в пределах $\pm 0,5\%$), использовались в качестве образцовых средств измерения. Они проходили первичную градуировку непосредственно под солнечным излучением или с применением образцовых средств измерения энергетической облученности.

Проверка стабильности чувствительности проводилась на имитаторах Солнца при строгом контроле параметров излучения: спектра, равномерности облучения и особенно плотности потока. Для того чтобы оценить стабильность чувствительности исследуемых приборов в пределах $0,5\%$, необходимо контролировать плотность потока излучения имитатора с погрешностью, не превышающей по крайней мере $0,3\%$, что представляет собой серьезную задачу. Питание источника света осуществлялось от электронного стабилизатора напряжения. Электрическая мощность лампы контролировалась ваттметром класса точности $0,1$. С помощью циркуляционного термостата поддерживалась постоянная температура солнечного элемента в корпусе эталона с точностью $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

Проведена проверка стабильности тока короткого замыкания образцовых эталонных элементов во времени (рис. 4.14). В изготовленном в 1962 г. эталоне 1 использовался солнечный элемент без покрытий, полученный термодиффузией фосфора в монокристаллический кремний p -типа [122, 125]. Образцы 2-6 с просветляющим покрытием [290] изготовлены в 1967 г. Из 75 образцов эталонов, смонтированных в 1967 г., к моменту измерений в 1981 г. семь сохранили постоянной свою чувствительность (в пределах $\pm 1,5\%$), несмотря на то что они не имеют защитного стекла. Эталонные сол-



Рис. 1. Кремниевые солнечные батареи с зеркальными теплоотражающими покрытиями, прозрачные в инфракрасной области солнечного спектра, разработанные для советских межпланетных станций «Венера»

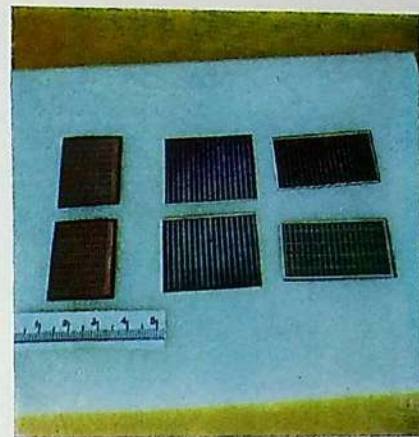


Рис. 2. Современные тонкопленочные солнечные элементы из аморфного кремния и сульфида кадмия (слева), монокристаллического арсенида галлия (в центре) и кремния (справа) с частыми контактными полосами



Рис. 3. Комбинированные фототермические преобразователи с солнечными элементами в вакуумированных оболочках крупным планом

Рис. 4. Вакуумированный трубчатый преобразователь солнечного излучения в тепловую энергию с многослойным селективным покрытием во время испытаний на стенде с концентратором



Рис. 5. Советские первичные эталонные солнечные элементы, используемые для стандартизации измерений в странах СЭВ

Рис. 6. Эталонный солнечный элемент США

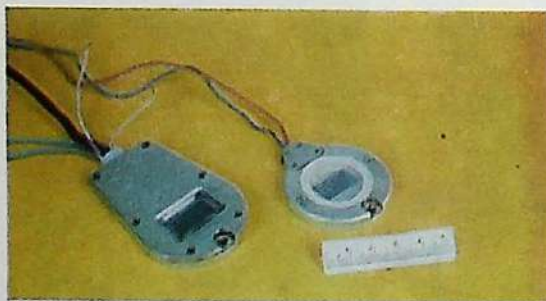
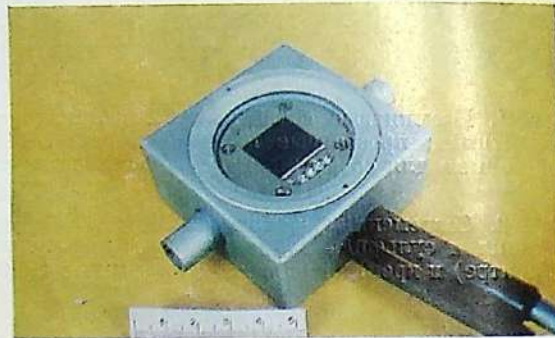


Рис. 7. Вторичный (слева) и рабочий (справа) эталонные солнечные элементы, применяемые при измерениях в процессе производства солнечных элементов

Рис. 8. Эталонный солнечный элемент с радиатором для полевых измерений параметров наземных солнечных батарей (слева) и эталонная группа из 64 солнечных элементов для настройки имитаторов Солнца (справа)

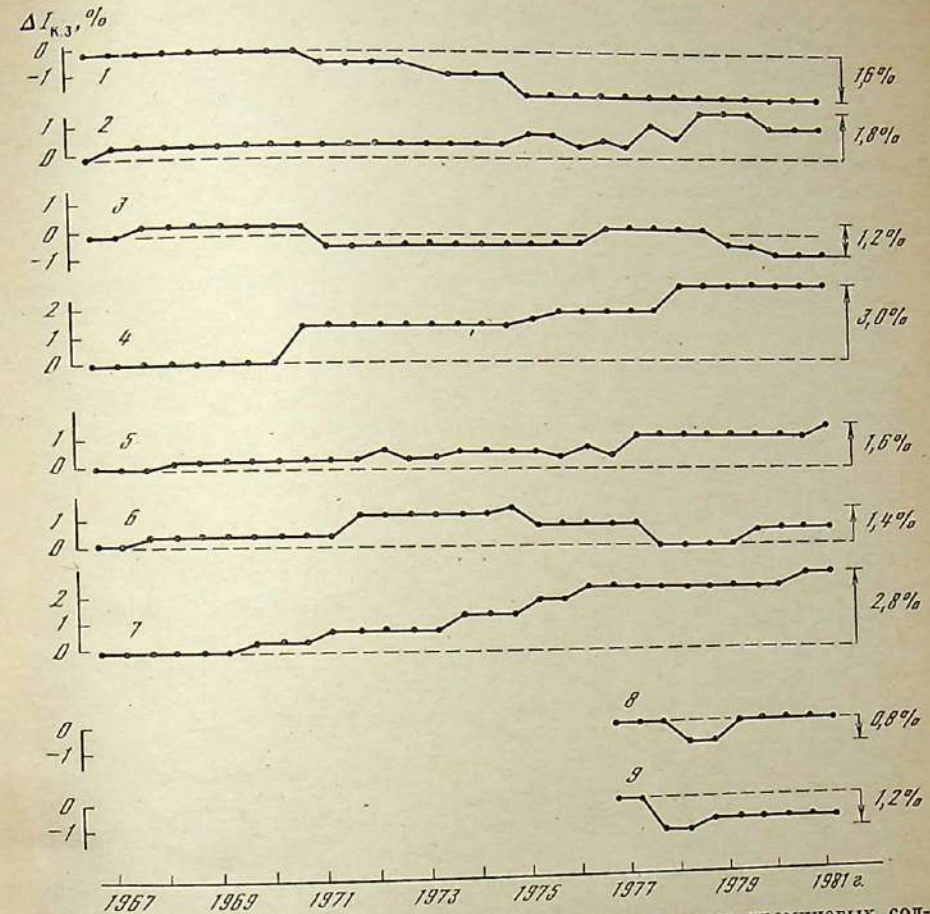
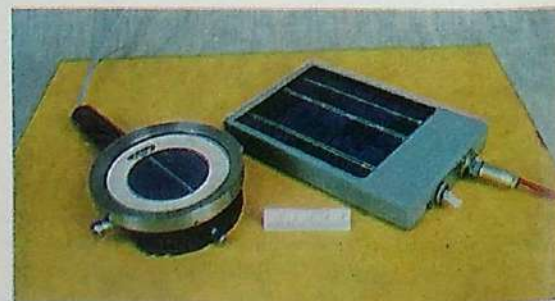


Рис. 4.14. Изменение тока короткого замыкания эталонных кремниевых солнечных элементов за период 1967—1981 гг.

1—9 — номера образцов

ичные элементы хранились в лабораторном помещении без применения особых предосторожностей и использовались во время периодических проверок два-три раза в год ежедневно в течение одной-двух недель.

Характер изменения тока короткого замыкания эталонных элементов с течением времени может быть различным: возможно как уменьшение его, так и увеличение (см. рис. 4.14). Образец 4, например, за 12 лет повысил свою чувствительность на 3%. Образцы эталоны, ток короткого замыкания которых изменяется в течение полугода более чем на 0,5%, переводились в разряд рабочих.

В значительном числе образцов эталонных элементов резкое изменение чувствительности не было связано с появлением внешних

механических дефектов (образцы исследовались под микроскопом) [425].

В рабочих эталонах приемником излучения может служить как отдельный солнечный элемент, так и их группа, содержащая 60–70 элементов, собранных из отдельных секций [419]. Стабильность чувствительности этих эталонных групп в основном определяется характером их эксплуатации — ежедневное применение в условиях частых перепадов облученности и температуры, возможность большого механического износа. Рабочая поверхность солнечных элементов в этих эталонах имеет просветляющее покрытие, но не защищена стеклом и располагается вровень с корпусом. Временная зависимость тока короткого замыкания нескольких образцов эталонных групп близка к приведенной на рис. 4.14. Ток короткого замыкания групповых эталонов в большинстве случаев изменяется сильнее и чаще, чем эталонов из единичных солнечных элементов. Однако, как показывает опыт длительной эксплуатации, более 90% образцовых эталонных групп за период между поверками сохраняют стабильность в пределах $\pm 1,5\%$.

Полученные результаты говорят о том, что полупроводниковые солнечные элементы (при соответствующей защите от воздействия внешней среды) — одни из наиболее стабильных приемников для измерения оптического излучения.

4.4. Градуировка эталонных солнечных элементов

Эталонные элементы работают в режиме короткого замыкания, и градуировка их заключается в определении тока короткого замыкания при нормируемых условиях спектрального состава и плотности потока солнечного излучения (внеатмосферного или наземного). Возможны два принципиально различных типа градуировки: на естественном солнечном излучении и в лаборатории с использованием средств измерений, поверенных по Государственному эталону (ГОСТ 8-196-81). При градуировке эталонных элементов, предназначенных для настройки имитаторов внеатмосферного солнечного излучения, применяется множество методов первого типа: измерения на космических аппаратах [362], ракетах [426], шарах-зондах [427], высотных самолетах [428], на поверхности Земли [414, 429, 430].

При градуировке на космических аппаратах и ракетах значение тока для внеатмосферных условий получают в результате непосредственных измерений. Градуировка на космических аппаратах, помимо высокой стоимости, встречает ряд сложностей, связанных с возвращением эталонных элементов на Землю, и поэтому используется, как правило, только для проверки точности других методов. Ракеты, поднимающиеся на высоту более 200 км, возвращают эталонные элементы на Землю. Все измерения проводятся на высоте не менее 100 км [426].

Шары-зонды поднимаются на высоту 30–40 км, где спектральное распределение энергии солнечного излучения определяется практически только полосами поглощения озона и в очень небольшой степени аэрозольным рассеянием. Влияние озона и аэрозолей учитывается введением поправки.

Самолеты для научных исследований обычно поднимаются на 12–13 км. Ориентация эталонных солнечных элементов на Солнце осуществляется летчиком с помощью оптического прицела. Измерения начинаются при подъеме на 3–4 км. Параметры солнечного излучения зависят от высоты полета самолета над уровнем моря и от положения Солнца над горизонтом в момент измерений, т. е. от оптической массы атмосферы. Проводились измерения на научном самолете при значениях абсолютной атмосферной массы от 1,4 до 0,14 [362]. Значение тока для внеатмосферных условий определялось экстраполяцией результатов к нулевой атмосферной массе. Это значение можно получить таким же образом по данным измерений в наземных, желательно высокогорных условиях.

Определение внеатмосферного тока эталонов по результатам высокогорных измерений

Метод, который наиболее часто используется при градуировке под естественным солнечным излучением на поверхности Земли (как правило, в высокогорных условиях), заключается в экстраполяции результатов измерений к нулевой атмосферной массе [431]. При градуировке последовательно измеряют ток короткого замыкания эталонных солнечных элементов для различных значений атмосферной массы (разная высота Солнца). Поскольку работа проводится в стационарных условиях, достаточно знать зависимость тока короткого замыкания эталонов от относительных значений атмосферной массы. Внеатмосферное значение тока короткого замыкания солнечных элементов получают путем линейной экстраполяции зависимости логарифма тока от относительной атмосферной массы к ее нулевому значению.

Практически метод осуществляется путем измерения тока короткого замыкания эталонных элементов в течение половины солнечного дня. Логарифмы измеренных значений тока наносятся на график в функции атмосферной массы, через экспериментальные точки проводится прямая линия (так называемая прямая Бугера), которая линейно экстраполируется к значению тока при нулевой атмосферной массе. Строго говоря, зависимость логарифма тока короткого замыкания от атмосферной массы оказывается линейной только для монохроматического света. Так как кремниевый солнечный элемент чувствителен в достаточно широкой области спектра, то вследствие эффекта Форбса эта функция изображается слабо вогнутой кривой. Однако при градуировке экстраполяцию проводят линейно, а затем вносят поправку на эффект Форбса [432]. Для вычисления

поправки (значение которой находится в пределах 1-3%) необходимо знать спектральное распределение коэффициента прозрачности атмосферы в течение всего периода градуировки эталонных элементов.

Градуировка проводится в сухих горных районах, где выше прозрачность атмосферы и для которых в определенные периоды года характерна устойчивость оптических свойств атмосферы. Контроль стабильности оптических свойств осуществляется по солнечному свету. При градуировке оптические свойства атмосферы считаются постоянными для промежутка времени, в течение которого значение относительного солнечного орошения, рассчитанное на единицу атмосферной массы, изменяется незначительно и в пределах, не превышающих 10%.

Такой метод градуировки основан на законах атмосферной оптики [371-374, 433, 434]. Световой луч, приходя с внешней стороны атмосферы, теряет свою интенсивность в связи с рассеянием и поглощением. Согласно закону Бутера, отношение спектральной энергетической плотности солнечного излучения на поверхности Земли E_λ и вне атмосферы $E_{\lambda 0}$ определяется ранее приведенным уравнением (4.4).

Абсолютная атмосферная масса является функцией не только положения Солнца над горизонтом, но и высоты места над уровнем моря, что учтено введением в формулу (4.4) для определения атмосферной массы множителя r/ρ . При малой высоте Солнца в расчетах приходится использовать поправки, связанные с искривлением в оптическом пути лучей, вносимыми кривизной Земли и концентрационными слоев атмосферы, а также с искривлением солнечных лучей из-за постепенного и непрерывного изменения показателя преломления воздуха по высоте. Точные значения атмосферной массы определяются по таблицам Вемиорада [371] или таблицам, приведенным в монографии [373].

Обозначим в формуле (4.4) $\exp(-\alpha_\lambda)$ через P_λ . Тогда закон Бутера для атмосферы принимает вид

$$E_\lambda/E_{\lambda 0} = P_\lambda^m \quad (4.5)$$

Введенная величина P_λ называется спектральным коэффициентом прозрачности земной атмосферы. Учитывая соотношение (4.5), выражение для тока короткого замыкания эталонного элемента на поверхности Земли можно представить следующим образом:

$$I_{\lambda, \lambda} = \mathcal{D} F \int_0^\infty E_{\lambda 0} P_\lambda^m S_\lambda d\lambda \quad (4.6)$$

где S_λ — спектральная чувствительность; F — площадь эталонного элемента; \mathcal{D} — коэффициент, учитывающий эллиптичность орбиты Земли и разный относительный энергетический облученности в данной точке орбиты и солнечной постоянной.

Поскольку ток короткого замыкания эталонного элемента при солнечной постоянной определяется выражением

$$I_{\lambda 0} = F \int_0^\infty E_{\lambda 0} S_\lambda d\lambda \quad (4.7)$$

из уравнений (4.6.) и (4.7) можно получить

$$I_{\lambda, \lambda} = \mathcal{D} I_{\lambda 0} \int_0^\infty E_{\lambda 0} P_\lambda^m S_\lambda d\lambda / \int_0^\infty E_{\lambda 0} S_\lambda d\lambda \quad (4.8)$$

Отношение интегралов в выражении (4.8) имеет смысл интегрального коэффициента пропускания атмосферы:

$$\int_0^\infty \frac{E_{\lambda 0} P_\lambda^m S_\lambda d\lambda}{E_{\lambda 0} S_\lambda d\lambda} = P_{\lambda \phi}^m \quad (4.9)$$

Величина $P_{\lambda \phi}$ является эффективным коэффициентом прозрачности атмосферы. Подставив соотношение (4.9) в выражение (4.8) и прологарифмировав, получим

$$\lg \mathcal{D} I_{\lambda 0} = \lg I_{\lambda, \lambda} - m \lg P_{\lambda \phi} \quad (4.10)$$

Уравнение (4.10) используется для определения $I_{\lambda 0}$ путем графической экстраполяции. На полученное таким образом значение тока накладывается поправка ψ [432], связанная с эффектом Форбса [434]. Она определяется значениями эффективного коэффициента прозрачности $P_{\lambda \phi}$ в начальный (абсолютная масса m_1) и конечный (m_2) моменты измерений при стабильных параметрах атмосферы:

$$\psi = 1 + 0,384(m_1^2 + m_2^2 + 4m_1 m_2) (\lg P_{\lambda \phi}(m_2) - \lg P_{\lambda \phi}(m_1)) / (m_2 - m_1) \quad (4.11)$$

Эффективный коэффициент прозрачности атмосферы $P_{\lambda \phi}$ можно определить исходя из следующих соображений. Согласно выражению (4.10) для монохроматического излучения получаем

$$\lg I_\lambda = \lg \mathcal{D} I_{\lambda 0} + m \lg P_\lambda \quad (4.12)$$

В данном случае P_λ не зависит от m . Из уравнения (4.12) видно, что спектральный коэффициент прозрачности атмосферы P_λ равен антилогарифму углового коэффициента прямой, изображающей зависимость $\lg I_\lambda$ от атмосферной массы. Таким образом, измерив ток короткого замыкания эталонного элемента при воздействии узкого, практически монохроматического излучения в условиях различных атмосферных масс, можно получить значение спектрального коэффициента прозрачности для данной длины волны. Определив P_λ во всем диапазоне излучения Солнца, где эталонный элемент из данного полупроводникового материала чувствителен, по формуле (4.9) можем определить эффективный коэффициент прозрачности атмосферы $P_{\lambda \phi}$.

Градуировка эталонных солнечных элементов проводится в СССР с 1965 г. регулярно один-три раза в год [394, 395, 418, 419, 430-435] в окрестностях г. Алма-Аты на высокогорной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга (43° с. ш., 77° в. д., 3014 м над уровнем моря), сотрудниками которой во главе с Э. В. Кононовичем создана программа расчета тока I_{sc} эталонов на ЭВМ и оборудован солнечный телескоп для этих измерений. Во Всесоюзном научно-исследовательском институте источников тока В. Я. Ковальским с сотрудниками были разработаны аппаратура и методика проведения высокогорной градуировки.

Относительная атмосферная масса M является функцией истинного времени τ и зависит от склонения Солнца δ на данный день и широты места наблюдений φ :

$$M = \cos \theta = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau,$$

где θ — высота Солнца над горизонтом.

Отсчет моментов измерений при градуировке проводится по декретному времени T_d . Истинное время определяется по следующей формуле:

$$\tau = T_d - h - \Pi + D - \Delta\tau - 12,$$

где Π — часовой пояс места наблюдения; D — долгота места наблюдения; $\Delta\tau$ — уравнение времени (разница между средним и истинным временем); h — разница между поясным и декретным временем.

В результате расчетов получается зависимость относительной атмосферной массы от декретного времени.

Для каждого момента измерений тока короткого замыкания фоточувствительного элемента ореольного фотометра I_{op} (при наведении на ореол вокруг Солнца) и I_c (при наведении непосредственно на Солнце) находится значение относительной атмосферной массы. Вычисляются значения относительного солнечного ореола O_c , рассчитанного на единицу атмосферной массы:

$$O_c = I_{op}/I_c m.$$

Определяется степень стабильности относительного солнечного ореола за половину солнечного дня. Находится интервал атмосферных масс, при котором O_c изменяется немонотонно и в пределах, не превышающих 10%. В результате получается начальное и конечное значения интервала атмосферных масс m_1 и m_2 периода стабильной атмосферы.

Пример определения I_{Amo} рассмотренным методом для двух эталонных элементов приведен на рис. 4.15.

Для вычисления поправки Форбса строится зависимость $\lg I_\lambda = f(m)$, где I_λ — значение тока короткого замыкания фильтрового монохроматора при различной атмосферной массе. Угол наклона

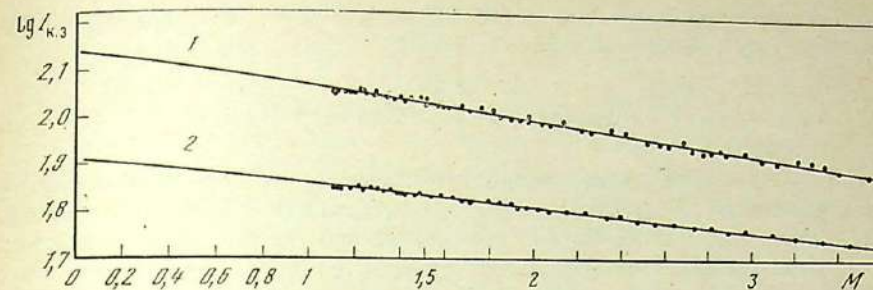


Рис 4.15. Экспериментальные зависимости логарифма тока короткого замыкания эталонных солнечных элементов от относительной воздушной массы, построенные на основе высокогорных измерений в районе г. Алма-Ата 26 июня 1982 г. 1 — кремниевый; 2 — на основе гетероперехода AlGaAs—GaAs

этой прямой κ дает значение спектрального коэффициента прозрачности атмосферы P_λ :

$$\text{tg } \kappa = -\lg P_\lambda.$$

Рассчитав P_λ для всех фильтров, можно построить полную кривую спектрального распределения прозрачности атмосферы.

Эффективный коэффициент прозрачности атмосферы $P_{эф}$ подсчитывается при начальном (m_1) и конечном (m_2) значениях интервала атмосферной массы периода стабильной атмосферы по формуле (4.9), а поправка на эффект Форбса ψ — по формуле (4.11).

Окончательный результат градуировки — ток I_{Amot} , вычисляется по полученному значению тока для внеатмосферных условий I_{Amo} , определенного экстраполяцией к нулевой атмосферной массе $\lg I_{m=0}$ с учетом поправок на эффект Форбса и на эллиптичность орбиты Земли:

$$I_{Amot} = I_{m=0} \psi / \Theta.$$

Коэффициент эллиптичности орбиты вычисляется по отношению энергетической облученности на границе атмосферы в данной точке орбиты Земли к солнечной постоянной, т. е. к энергетической облученности на среднем расстоянии от Земли до Солнца. Коэффициент Θ в течение года меняется от 0,965 до 1,035; значение Θ в конкретный день измерений берется из астрономического ежегодника [435].

Определение внеатмосферного значения тока эталонных элементов по измерениям спектральной прозрачности атмосферы в высокогорных условиях

Метод градуировки, который может применяться в наземных условиях, состоит в одновременном однократном измерении тока солнечного элемента и спектрального распределения энергии излуче-

ния. Внеатмосферный ток короткого замыкания рассчитывается по формуле, предложенной в работе [436]:

$$I_{\text{АМО}} = I_{\text{АМТ}} \int_0^{\infty} E_{\text{АМО}}(\lambda) S' d\lambda / \int_0^{\infty} E_{\text{АМТ}}(\lambda) S'(\lambda) d\lambda,$$

где $I_{\text{АМТ}}$ — значение тока эталонного элемента, измеренное в наземных условиях; $E_{\text{АМО}}(\lambda)$, $E_{\text{АМТ}}(\lambda)$ — спектральная плотность энергии внеатмосферного и наземного солнечного излучения соответственно; S' — относительная спектральная чувствительность эталонного элемента.

При таком методе градуировки требуется точное определение спектрального распределения энергии наземного солнечного излучения (что представляет достаточно сложную задачу), а также относительной спектральной чувствительности элементов.

Процесс градуировки эталонных элементов, включающий регистрацию переменного во времени спектрального распределения наземного солнечного излучения, может быть значительно ускорен и упрощен при использовании быстродействующих фильтровых, призмных или дифракционных монохроматоров-спектрометров.

Разработан быстросканирующий спектрометр на диапазон длин волн 0,25–2,5 мкм, с шириной полосы пропускания 100 Å во всем диапазоне и скоростью сканирования до 0,1 мкм/с [437]. Диспергирующим элементом спектрометра является дифракционная решетка с автоматическим перемещением и регистрацией длины волны, на входе прибора установлен светорассеивающий элемент и оптическое устройство, позволяющее измерять отдельно прямую и рассеянную части падающего солнечного потока.

Для сравнения значений натурной и лабораторной градуировок параметров солнечных элементов были проведены в натурных условиях измерения интегрального фототока тонкопленочных солнечных элементов на основе гетеросистемы сульфид меди—сульфид кадмия для различной плотности солнечного потока при одновременной регистрации его спектра.

Методика и результаты измерений в высокогорных условиях внеатмосферных параметров солнечных элементов из кремния и на основе гетеропереходов AlGaAs—GaAs и Cu₂S—CdS изложены в работах [418, 419, 438].

Градуировка наземных эталонных элементов по результатам измерений в высокогорных условиях

Если значения относительной воздушной массы, полученные во время измерений в высокогорных условиях, перевести в абсолютные величины, то зависимость логарифма тока короткого замыкания от абсолютной воздушной массы, подобная представленной на рис. 4.15 от относительной воздушной массы, дает возможность определить ток короткого замыкания эталонных солнечных элементов не толь-

ко для условий АМО, но и для АМ1, АМ1,5 и АМ2, а также для больших значений воздушной массы.

Однако при градуировке эталонов на согласованном в международном масштабе стандартном солнечном спектре требуется соответствие ему спектра наземного солнечного излучения, использованного при измерениях, не только по значению воздушной массы, но и по остальным параметрам: плотности потока излучения, количеству осажденных паров воды и озона, коэффициенту мутности и показателю селективности. Определение спектра солнечного излучения в день проведения испытаний в высокогорных условиях и сравнение со стандартным позволяет внести необходимую поправку в значение тока эталонов, полученное по зависимости, подобной показанной на рис. 4.15, для любых значений абсолютной воздушной массы. Тем самым удается на основании результатов высокогорных измерений получить достаточно точные градуировочные значения тока эталонных элементов для оценки параметров наземных солнечных элементов. Приведение к стандартному спектру может быть также осуществлено без детального исследования спектра солнечного излучения в определенный день — достаточно знать глубину нескольких характерных полос в спектре, что позволяет оценить содержание водяных паров, озона и аэрозолей в этот день [431].

На высокогорной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга в районе Алма-Аты 3 и 4 августа 1978 г. в соответствии с изложенной методикой была проведена наземная градуировка эталонных солнечных элементов на основе кремния, арсенида галлия и сульфида кадмия [418]. Использовались три метода, в том числе и рассмотренный.

Плотность потока прямого солнечного излучения измерялась термоэлектрическим актинометром АТ-50. Количество осажденной воды определялось с помощью фильтрового монохроматора по отношению пропускания атмосферы на длинах волн 1,1 мкм и 0,84 мкм, мутность атмосферы оценивалась по пропусканию на длине волны 0,56 мкм и по яркости солнечного ореола, измеренной с помощью ореольного фотометра. Поглощение слоем озона определялось по средним данным для августа месяца на широте Алма-Аты.

Ток короткого замыкания эталонных солнечных элементов измерялся в диапазоне значений относительной атмосферной массы от 1,5 до 2,5. При этих условиях оптическая масса для всех компонент атмосферы практически одинакова и поправки Бемпорада незначительны, что позволило определить абсолютные значения воздушной массы по реальному атмосферному давлению, пользуясь формулой (4.1).

Абсолютному значению атмосферной массы 1,5 для разных дней соответствовала относительная масса 2,1–2,2. Остальные параметры атмосферы были следующими: 3 августа 1978 г. в момент, когда высота Солнца соответствовала абсолютной массе 1,5, плотность потока прямого солнечного излучения $E_{\text{пр}} = 827 \text{ Вт/м}^2$, толщина слоя

осажденных паров воды $\omega=2,41$ см, коэффициент мутности $\beta=0,048$, отношение яркости солнечного ореола к яркости Солнца $O_c=0,09$; 4 августа 1978 г. при абсолютной атмосферной массе 1,5 наблюдались $E_{пр}=904$ Вт/м², $\omega=1,47$ см, $\beta=0,017$, $B_{отн}=0,07$.

Были рассчитаны относительные зависимости тока короткого замыкания эталонных элементов от содержания водяного пара при различных коэффициентах мутности. По значениям ω и β , измеренным в конкретный день, рассчитывалась поправка, обусловленная отличием ω и β в момент измерений от их значения в стандартном международном спектре наземного солнечного излучения. Поправка на отличие плотности потока излучения в момент измерения от стандартного значения вводилась простым пропорциональным пересчетом тока эталона.

При использовании этого метода градуировочные значения тока короткого замыкания наземных эталонных элементов хорошо согласуются со значениями, полученными другими методами [366, 418, 419, 439].

Определение тока короткого замыкания эталонов под стандартными внеатмосферным и наземным спектрами Солнца по измерениям спектральной чувствительности

Спектральная чувствительность солнечных элементов — один из основных параметров, с помощью которых в полупроводниковой фотоэнергетике [6, 7, 15, 16] оценивается эффективность использования излучения на всех этапах преобразования его в электроэнергию. По спектральной чувствительности, в частности, можно выбрать оптимальный полупроводниковый материал для элемента [82]; оценить влияние гяущих электростатических полей [80, 84, 419]; определить рекомбинационные параметры [85—90]; диффузионную длину неосновных носителей в базовом слое элементов [91—93], в том числе с неравномерным распределением дефектов по глубине слоя [97]; прирост тока за счет нанесения просветляющих покрытий [290, 23].

Измерения спектральной чувствительности с помощью обычных монохроматоров в условиях низкой освещенности (от 10 до 20 мкВт/см²) не могут быть использованы в тех случаях, когда исследуются солнечные элементы с нелинейной зависимостью тока от освещенности, ведь в условиях облучения даже однократным солнечным потоком плотность падающего на поверхность элемента потока энергии на несколько порядков выше — от 85 мВт/см² (условия AM1,5) до 136 мВт/см² (условия AM0). От уровня засветки при измерении спектральной чувствительности зависит, в частности, значение диффузионной длины неосновных носителей заряда L_c в базовом слое, поскольку при увеличении концентрации инжектированных светом носителей значение L_c сначала резко растет, а затем практически не меняется [22, 92, 93]. При низкой освещенно-

сти обычно отклонение от линейности связано с рекомбинационными процессами, при сверхвысокой — с потерями генерируемой мощности на сопротивлении растекания.

Совершенно очевидно, что измерение спектральной чувствительности эталонных солнечных элементов (с целью последующего пересчета ее на спектральное распределение энергии стандартного спектра и определения градуировочного значения фототока) следует проводить в условиях засветок, близких к реальным условиям работы эталонных элементов [440—447].

Вероятно, одной из первых установок для измерения спектральной чувствительности в условиях облученности, аналогичной солнечной по мощности падающего потока, было устройство, состоящее из мощной вольфрамовой галогенной лампы накаливания и восьми узкополосных интерференционных светофильтров, сквозь которые исследуемые солнечные элементы поочередно освещались предварительно откалиброванными по мощности потоками излучения [440]. В дальнейшем две подобные установки (из восьми светофильтров с полушириной полосы пропускания каждого около 200 Å и восемнадцати светофильтров, перекрывающих область спектра от 0,35 до 1,2 мкм) были использованы в исследовательском центре им. Льюиса (Кливленд, штат Огайо (США)) [442]. Источником излучения служила также галогенная лампа (мощностью 1000 Вт). Полученные данные были использованы для пересчета спектральной зависимости тока короткого замыкания на стандартные спектры солнечного излучения и сравнения расчетного фототока с результатами градуировки на высотных самолетах, ракетах, шарах-зондах [426—428].

Фильтровый монохроматор для измерения спектральной чувствительности солнечных элементов был значительно усовершенствован [443]. В качестве источника излучения, расположенного перед узкополосными светофильтрами, использовалась импульсная лампа-вспышка с энергией вспышки около 600 Дж (снабженная алюминированным отражателем, установленным сзади лампы), которая, однако, не обеспечивала необходимой однородности потока (неравномерность облученности на освещаемой поверхности составляла $\pm 8\%$). Небольшая длительность светового импульса от ксеноновой лампы-вспышки предотвращала перегрев как измеряемых солнечных элементов, так и интерференционных светофильтров. Этот прибор предназначен для экспрессного определения спектральной чувствительности. Получение абсолютных значений фототока обеспечивалось в этом случае сравнением измеряемого тока короткого замыкания с током эталонного элемента. Оптическая схема установки для измерения спектральной чувствительности солнечных элементов показана на рис. 4.16. Свет лампы вспышки I поступает на измеряемый солнечный элемент через один из шестнадцати интерференционных светофильтров, установленных на вращающемся диске-держателе 5.

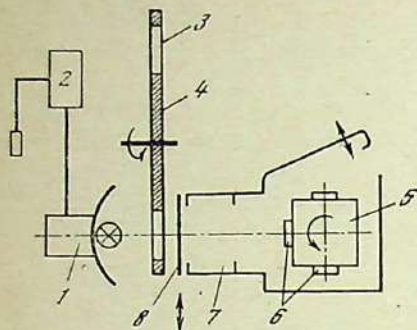


Рис. 4.16. Оптическая схема установки по измерению спектральной чувствительности солнечных элементов в условиях высокой освещенности с помощью лампы-вспышки и интерференционных светофильтров

1 — ксеноновая лампа-вспышка с отражателем; 2 — блок питания лампы; 3 — интерференционные светофильтры; 4 — вращающийся диск (держатель светофильтров); 5 — вращающийся держатель образцов; 6 — солнечные элементы; 7 — кожух; 8 — заслонка от рассеянного света в периоды между измерениями

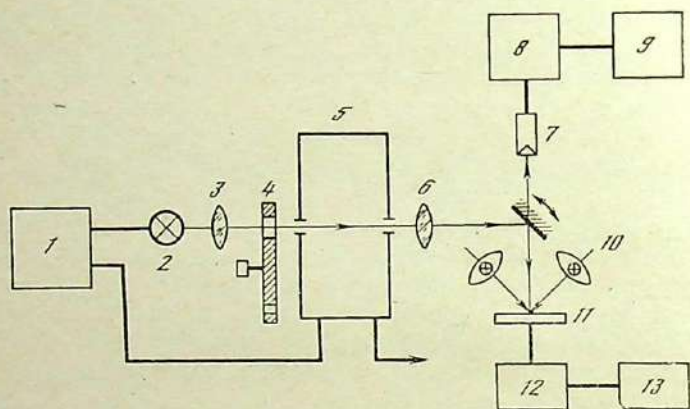


Рис. 4.17. Схема установки для измерения спектральной чувствительности эталонных солнечных элементов

1 — блок питания лампы и монохроматора; 2 — лампа освещения входной щели монохроматора; 3 — конденсор; 4 — модулятор; 5 — монохроматор; 6 — фокусирующая линза; 7 — термоэлектрический радиометр; 8 — усилитель напряжения термоэлектрического радиометра; 9 — графопостроитель; 10 — лампы с солнечным спектром для подсветки; 11 — термостатируемый эталонный солнечный элемент; 12 — селективный усилитель тока эталонного солнечного элемента; 13 — регистрирующий прибор

Импульсный ток солнечных элементов измеряется с помощью электронной схемы и отображается на цифровом табло. Плотность потока излучения лампы-вспышки без светофильтров превышает 50 солнечных постоянных, что позволяет создать условия измерений чувствительности, близкие к условиям эксплуатации солнечных элементов.

Абсолютная градуировка установки проводилась с применением эталонного элемента, чувствительность которого измерялась на монохроматоре, откалиброванном с помощью неселективного термоэлектрического приемника при длине волны 0,546 мкм. Погрешность

градуировки составляла $\pm 2\%$ (абсолютных) и $\pm 1\%$ (относительных).

При использовании для спектральных измерений лазеров или высокоинтенсивных источников света (ламп накаливания [440—442] и ламп-вспышек [443]) с интерференционными фильтрами, однако, не создается необходимого (соответствующего внеатмосферному) распределения носителей заряда по толщине элемента. В связи с этим наиболее достоверные данные о чувствительности солнечных элементов могут быть получены при одновременном освещении элементов модулированным потоком монохроматического излучения и немодулированным потоком, имитирующим солнечное излучение при соответствующем спектре и плотности потока. При первых применениях такого метода для градуировки эталонных солнечных элементов [436], [446] нужный уровень инжекции носителей заряда создавался с помощью лампы накаливания. Однако спектр подсвечивающего излучения должен воспроизводить солнечный, поскольку нелинейность световой характеристики с увеличением длины волны излучения сильно возрастает [444, 445, 447].

Этот метод градуировки был исследован и усовершенствован [447, 448]. Снижение погрешностей, связанных с нелинейностью спектральной характеристики и несоответствием распределения генерированных светом носителей по толщине элемента реальному распределению, было достигнуто использованием [448] более совершенных неселективных радиометров для измерения монохроматического излучения; светосильных монохроматоров; излучения для подсветки, воспроизводящего солнечный спектр; модулятора, обеспечивающего минимальное содержание гармоник высшего порядка. Подсвечивающее излучение создавалось с помощью галогенных ламп с встроенными интерференционными фильтрами, воспроизводящими солнечный спектр [407], а при абсолютной градуировке монохроматора применялся специально разработанный полостной термоэлектрический радиометр с обмоткой замещения [105]. Для той же цели полезно (кроме встроенной электрической обмотки замещения) использовать эталонирование по модели черного тела. В качестве неселективного приемника излучения могут применяться также тонкопленочные детекторы на основе многокомпонентных термоэлектрических слоев [103], малогабаритные приемники из набора большого числа металлических термпар [104], вакуумированные радиационные термоэлементы [449] или полосные пленочные приемники с напыленными термпарами [450].

Схема установки по измерению спектральной чувствительности, созданной специально для градуировки эталонных солнечных элементов, приведена на рис. 4.17.

Главная отличительная особенность разработанной установки — наличие подсветки лампами-фарами, на отражатель и пропускающее окно которых нанесены многослойные интерференционные фильтры, корректирующие спектр встроенной в фару лампы марки КГМ-6,6-200

под солнечный [407]. На поверхности измеряемого элемента создается облученность 1360 Вт/м^2 , которая контролируется термоэлектрическим радиометром с большим полем зрения. Радиометр имеет точную энергетическую калибровку в широком спектральном диапазоне. Лампы подсветки получают энергию от высокостабильных источников питания, имеющих низкое содержание высокочастотных гармоник.

Монохроматическое излучение достаточной интенсивности обеспечивалось дифракционным монохроматором МДР-3 с решеткой 600 линий/мм. Для исключения влияния спектров высших порядков использовалось устройство (переменное гасящее сопротивление, включенное в цепь лампы и связанное с поворотным механизмом дифракционной решетки монохроматора), уменьшающее цветовую температуру тела накала лампы снижением тока при работе в длинноволновой области спектра. Ток короткого замыкания при монохроматическом освещении измерялся в различных участках фотоактивной поверхности эталонного солнечного элемента и усреднялся по всей рабочей поверхности.

Монохроматический поток, модулированный частотой 900 Гц, направляется на элемент. Взаимное расположение щели монохроматора и модулятора, а также форма окна модулятора выбираются таким образом, чтобы монохроматический модулированный поток был по возможности приближен к синусоидальному. Необходимое условие — измерение в режиме короткого замыкания, в связи с чем переменный сигнал снимается через разделительную емкость, а солнечный элемент шунтируется сопротивлением порядка 0,5 Ом. Высокочастотная составляющая тока короткого замыкания подается на селективный усилитель с калиброванным коэффициентом усиления, напряжение с которого преобразуется в пропорциональный сигнал измерительным преобразователем и регистрируется в цифровой и графической формах. Для использования данных каждого эксперимента в расчетах на ЭВМ информация может быть представлена на перфоленте в стандартном коде.

Пересчет результатов измерений спектрального распределения чувствительности нескольких кремниевых солнечных элементов [448] на спектр внеатмосферного солнца [358] и затем расчет интегрального значения тока короткого замыкания элементов показал, что в случае нелинейных солнечных элементов ошибка в определении градуировочного значения тока для внеатмосферных условий из-за измерения чувствительности без подсветки имитированным солнечным излучением может достигать 7%.

Сравнительные пересчеты спектральной чувствительности кремниевых солнечных элементов [448] на спектры внеатмосферного Солнца Макаровой и Харитоновой [358], Такакары [356, 364] и Джонсона [369] подтвердили выводы, сделанные в публикации [370]: значения тока короткого замыкания, рассчитанные по спектру Макаровой и Харитоновой, на 3–3,5% выше определяемых по

спектру Такакары и близки к вычисленным по спектру Джонсона (несмотря на заметное расхождение в значении солнечной постоянной), так как первый и последний спектры близки в области спектральной чувствительности высококачественных кремниевых элементов (от 0,3 до 1,1 мкм).

Известен еще один метод определения спектральной чувствительности эталонных солнечных элементов, который обеспечивает малую погрешность в дальнейших расчетах интегрального значения фототока эталонов при работе от стандартного спектра излучения [102, 395].

Ток короткого замыкания эталонного элемента (как во внеатмосферных условиях, так и при облучении стандартным наземным излучением) может быть выражен двумя соотношениями:

$$I_{к.з} = F_{\odot} \int_0^{\infty} E_c S_{\odot} d\lambda = F_{\odot} g_m \int_0^{\infty} E_c S'_{\odot} d\lambda,$$

где F_{\odot} — площадь фоточувствительной поверхности эталонного элемента; E_c — плотность потока стандартного (внеатмосферного или наземного) солнечного излучения; S_{\odot} , S'_{\odot} — абсолютная и относительная спектральная чувствительность эталонного элемента; g_m — масштабный множитель.

Второе соотношение в этом выражении позволяет после измерения относительной спектральной чувствительности на обычном монохроматоре с низкой монохроматической освещенностью и определения абсолютного значения масштабного коэффициента при больших потоках излучения, соответствующих солнечным, рассчитать абсолютную спектральную чувствительность и эталонное значение интегрального тока короткого замыкания при работе элемента от источника с любым спектром.

Масштабный множитель можно определять двумя способами: измерением интегрального тока элемента при освещении его эталонной светоизмерительной лампой с известными цветовой температурой и силой света; градуировкой относительных спектральных измерений в каком-либо узком спектральном интервале по эталонному термоэлементу [395].

Дальнейшее развитие и усовершенствование этот метод измерения и градуировки спектральной чувствительности получил в работах сотрудников Всесоюзного научно-исследовательского института оптико-физических измерений (ВНИИОФИ), где в 1978 г. создана поверочная установка высшей точности для средств измерения относительной спектральной чувствительности приемников излучения в диапазоне длин волн 0,35–2,5 мкм и средств измерения относительной спектральной плотности силы излучения источников в диапазоне длин волн 0,4–1,0 мкм [451]. В том же институте имеется установка по измерению интегральной чувствительности линейных приемников и определению отклонения от линейности в случае, ко-

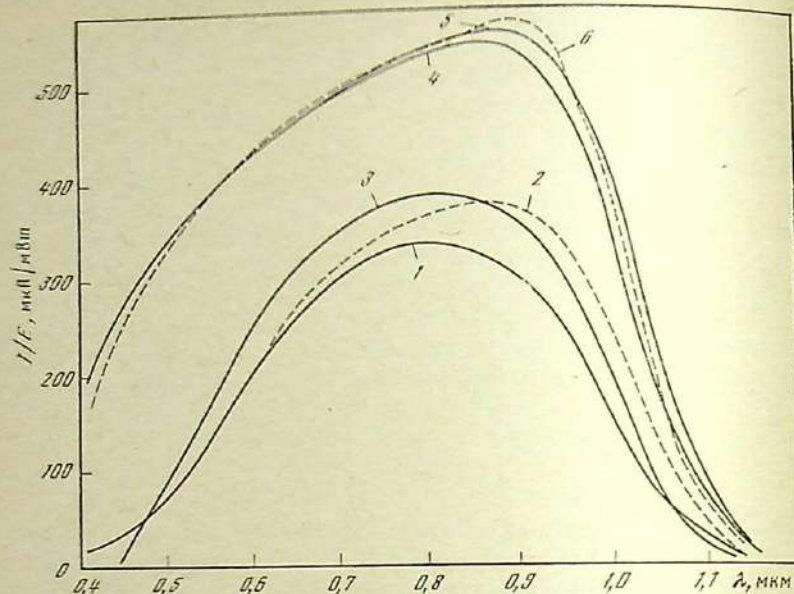


Рис. 4.18. Абсолютная спектральная чувствительность кремниевых солнечных элементов, непросветленных с глубоким $p-n$ -переходом (толщина легированного слоя $l \geq 1,2$ мкм) (1-3) и просветленных с мелкозалегающим $p-n$ -переходом ($l \leq 0,3$ мкм) (4-6)

1, 4 — измерения на монохроматоре в условиях низких засветок с градуировкой по калиброванному термоэлементу; 2, 6 — измерения 1, 4 на модулированном потоке с подсветкой имитированным солнечным излучением; 3, 5 — измерения 1, 4 с пересчетом с помощью масштабного множителя, определенного по эталонной светозамерительной лампе в условиях высоких засветок

гда нелинейность возрастает по мере роста сигнала [452]. При измерении масштабного коэффициента для получения абсолютных значений чувствительности регистрируется сигнал приемника в ультрафиолетовой области спектра от образцового источника ультрафиолетового излучения на длине волны 0,254 мкм, образованного группой кварцевых ламп низкого давления типа ДРБ-8 [453, 454], а в области спектра от 0,3 до 2,5 мкм в качестве образцового средства измерения используются ленточные вольфрамовые лампы накаливания типа СИ-10-300У [455].

Следует отметить, что пересчет относительной спектральной чувствительности с помощью масштабного множителя приводит к пропорциональному увеличению чувствительности солнечных элементов (измеренной при низкой освещенности) на всех длинах волн, в то время как влияние высоких засветок и изменение спектрального состава излучения действует, как правило, неодинаково на коротковолновую и длинноволновую части спектральной чувствительности. В связи с этим обстоятельством для кремниевых солнечных элемен-

тов невысокого качества с нелинейными характеристиками измерение спектральной чувствительности несколькими методами дает существенно различные результаты (рис. 4.18, кривые 1-3). В то же время для высокоэффективных и достаточно линейных кремниевых солнечных элементов основные методы определения абсолютной спектральной чувствительности позволяют получить близкие результаты (см. рис. 4.18, кривые 5, 6), которые могут быть с уверенностью использованы для дальнейшего расчета интегральных значений тока короткого замыкания эталонных солнечных элементов при работе от источника с любым стандартным спектром излучения. Подсветка имитированным солнечным излучением [448] приводит к росту длинноволновой части (см. рис. 4.18, кривые 2, 6) спектральной чувствительности (определяемой базовым слоем), а измерения с использованием масштабного множителя [395, 102, 451-455] дают более высокую чувствительность практически во всех спектральных областях (см. рис. 4.18, кривые 3, 5) по сравнению со спектральной чувствительностью, полученной на монохроматоре при низкой освещенности (см. рис. 4.18, кривые 1, 4). Однако наиболее достоверные результаты (см. рис. 4.18, кривые 5, 6) столь близки между собой, что можно говорить о хорошей сходимости данных при этих измерениях.

Солнечные элементы на основе новых полупроводниковых материалов, таких, например, как арсенид галлия с верхним окном из твердого раствора алюминия в арсениде галлия, образующего гетеропереход с арсенидом галлия, или тонкопленочные гетерофотоэлементы сульфид меди—сульфид кадмия не обнаруживают отмеченной зависимости спектральной чувствительности от спектрального состава и плотности потока подсвечивающего излучения. Это обстоятельство говорит о линейности их фотоэлектрических характеристик в условиях изменения плотности излучения от 0,1 до 136 мВт/см². Важную роль здесь играет большой коэффициент поглощения света в этих материалах и малая диффузионная длина неосновных носителей заряда, зависящая от параметров исходного материала и уровня инжекции носителей слабее, чем в кремнии. Линейность характеристик элементов из новых полупроводниковых материалов облегчает проблему градуировки эталонных солнечных элементов на их основе.

Определение метрологических характеристик солнечных элементов и батарей из различных полупроводниковых материалов путем прямых измерений во внеатмосферных условиях

Поскольку эталонирование солнечных элементов в космических условиях с возвратом эталонных образцов на Землю достаточно сложно и дорого, были выполнены эксперименты по измерению параметров солнечных элементов из кремния и арсенида галлия на космических аппаратах при использовании системы телеметрии, причем

полученные данные могли быть с высокой достоверностью отнесены к оставшимся на Земле точным дубликатам исследованных элементов, имеющим такие же, как полетные образцы, спектральные и вольт-амперные характеристики. Для проведения экспериментов были выбраны автоматические межпланетные станции (АМС) серии «Венера» [456], панели солнечных батарей которых имеют несколько надежных каналов телеметрии, в частности, для измерения температуры батарей. Высокая точность системы ориентации на Солнце солнечных батарей АМС «Венера» позволяет с большой достоверностью оценить качество прогнозирования характеристик солнечных батарей в космических условиях.

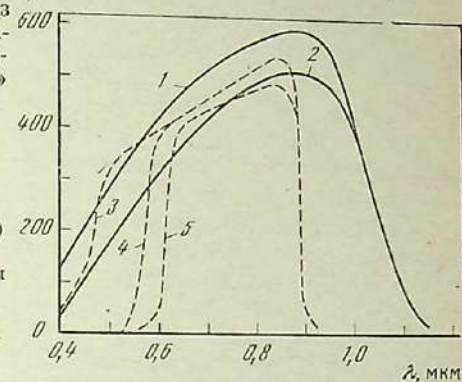
Электрические параметры солнечных элементов и модулей экспериментальных батарей, проходивших испытания на АМС «Венера», измерялись в процессе всех этапов контроля в производстве, а также на высококачественных имитаторах солнечного излучения в лабораторных условиях. В лаборатории исследования выполнялись на имитаторе с ксеноновой лампой и интерференционными фильтрами, аналогичном описанному в работе [21], и на имитаторе с металло-галогенными (газоразрядными) лампами [400–402]. Кроме того, измерения проводили с помощью имитатора С-1 на основе галогенных ламп накаливания с фильтром из набора цветных стекол [395] или только с теплопоглощающим слоем дистиллированной воды [404]. Параметры батарей в процессе изготовления и сборки измерялись под лампами накаливания без коррекции спектра [403] и лампами-фарами с коррекцией спектра [407].

Настройка высококачественных имитаторов в лабораторных условиях проводилась с помощью эталонных солнечных элементов соответствующего типа. Градуировка эталонов применительно к мощности потока и спектру внеатмосферного солнечного излучения осуществлялась методом экстраполяции результатов измерений тока короткого замыкания на естественном солнечном излучении в наземных условиях к нулевому значению атмосферной массы. Точность градуировки проверялась сравнением полученных параметров с данными от аналогичных солнечных элементов, которые устанавливались в виде датчиков на различных космических аппаратах. Кроме того, внеатмосферные параметры вычислялись по абсолютной спектральной чувствительности.

Экспериментальные батареи, установленные на АМС «Венера», состояли из четырех отдельных генераторов, каждый площадью $0,5 \text{ м}^2$. Генераторы монтировались из модулей, собранных из солнечных элементов следующих типов: кремниевых с глубоким залеганием $p-n$ -перехода ($1,0-1,2 \text{ мкм}$), кремниевых со сравнительно мелким переходом ($0,3-0,5 \text{ мкм}$) и элементов на основе гетероструктуры $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$. Все кремниевые модули состояли из параллельно соединенных элементов крупного размера, прозрачных для инфракрасной части солнечного излучения. Элементы защищены обшпцем стеклом, на тыльную поверхность которого нанесена сетка из

Рис. 4.19. Абсолютная спектральная чувствительность \cdot/E , мкВ/мВт выполненных из разных полупроводниковых материалов солнечных элементов, установленных на АМС «Венера-13 и -14»

- 1 — кремний с глубинной залеганием $p-n$ -перехода $l_{pn} = 0,3 \pm 0,5 \text{ мкм}$;
- 2 — кремний с $l_{pn} \approx 1,0 \pm 1,2 \text{ мкм}$;
- 3 — на основе гетероструктуры $p\text{-AlGaAs}-p\text{-GaAs}-n\text{-GaAs}$ с тонким слоем (менее 1 мкм) твердого раствора $p\text{-AlGaAs}$;
- 4, 5 — на основе той же гетероструктуры со слоем $p\text{-AlGaAs}$ толщиной 10 и 15 мкм соответственно



высокоотражающего металла, совпадающая с расположением межэлементных контактных соединений. Конструкция модулей была успешно испытана при полете АМС «Венера-9 и -10» [142]. Благодаря сочетанию прозрачной конструкции самих кремниевых элементов с отражающей сеткой равновесная температура батарей снизилась в условиях полета приблизительно до 45°C . Модули из элементов на основе гетероструктуры $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$ имели непрозрачную конструкцию без теплоотражающей сетки, в связи с чем их равновесная рабочая температура составляла $65-70^\circ \text{C}$.

Достаточно точные дубликаты генераторов и солнечных элементов, из которых были изготовлены генераторы, сохранялись в лаборатории до конца полета. Затем из этих элементов были выбраны эталонные. При отборе и градуировке эталонных элементов учитывалось, насколько близко совпадали данные лабораторного, высокогорного и космического эталонирования.

Для станции «Венера-13» генератор собирался из солнечных элементов (на основе гетероструктур $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}$) со спектральной характеристикой, подобной кривой 5 (рис. 4.19), для станции «Венера-14» — кривой 4. При расчете использовались данные по спектральному распределению солнечного излучения, выведенные Е. А. Макаровой и А. В. Харитоновым [358].

Результаты измерений электрических параметров нескольких генераторов экспериментальных батарей на солнечном имитаторе и в ходе полета представлены в табл. 4.2. Иммитатор с лампами накаливания без коррекции спектра настраивался для всех типов генераторов с помощью одного и того же обладающего высокой стабильностью чувствительности (проверенной в течение более десяти лет) эталонного солнечного элемента на основе кремния с глубоким залеганием $p-n$ -перехода. Ток короткого замыкания и температура измерялись в начале полета, когда плотность потока солнечного излучения на поверхности батарей составляла $1,01$ солнечной постоян

Таблица 4.2

Метрологические характеристики солнечных элементов, определенные на имитаторе Солнца и в ходе полетов АМС «Венера-13 и -14»

Солнечный элемент	Ток нагрузки, А		t, °C		Коэффициент пересчета	
	на имитаторе	в полете	в полете	эксперимент	расчет	
АМС «Венера-13»						
Кремниевый с глубоким <i>p-n</i> -переходом AlGaAs—GaAs (толщина AlGaAs 15 мкм)	1,71	1,74	45	1,01	1,00	
	2,10	2,10	45	0,99	1,00	
	1,47	1,65	65	1,12	1,11	
АМС «Венера-14»						
Кремниевый с мелким <i>p-n</i> -переходом AlGaAs—GaAs (толщина AlGaAs 10 мкм)	1,77	2,00	45	1,12	1,13	
	1,09	1,20	45	1,09	1,13	
	1,42	1,70	70	1,20	1,21	

Примечания. Температура при измерениях на имитаторе 50° С.

ной. Коэффициент пересчета (переходный коэффициент), позволяющий на основе результатов измерения на имитаторе получить значения для внеатмосферных условий, определялся как отношение тока нагрузки батареи, который она показала в космических условиях, к току нагрузки при измерении на имитаторе. Теоретическое значение коэффициента вычислялось по спектральной чувствительности солнечных элементов.

Таким образом, если имитатор на лампах накаливания без коррекции спектра настраивать по эталонному элементу из кремния с глубоким *p-n*-переходом, нагрузочный ток батарей, собранной из аналогичных элементов, в космосе такой же, как при измерении на имитаторе. У батарей, собранных из кремниевых элементов с мелким *p-n*-переходом, ток оказывается в среднем на 10% выше, чем на имитаторе. При тех же условиях ток батарей, собранной из элементов на основе гетеросистемы AlGaAs—GaAs, будет выше на 10–20% (в зависимости от спектральной характеристики).

Это связано с существенным отличием спектральной чувствительности элементов на основе гетероструктуры AlGaAs—GaAs и из кремния с мелким *p-n*-переходом от чувствительности кремниевых элементов, имеющих большую глубину залегания *p-n*-перехода, из которых изготовлен эталон. При одинаковом токе короткого замыкания под излучением лампы накаливания ($T_{\text{дл}} \approx 2800$ К) элементы, выполненные по различной технологии и из разных полупроводниковых материалов, отличаются по значению тока короткого замыкания при работе под солнечным излучением за пределами атмосферы Земли ($T_{\text{дл}} \approx 6000$ К). С уменьшением глубины залегания *p-n*-пере-

хода в кремниевых элементах их спектральная чувствительность меняется в основном в коротковолновой части (см. рис. 4.19) на длинах волн, где энергия солнечного излучения значительно больше, чем у лампы накаливания. В результате ток во внеатмосферных условиях по сравнению с током на имитаторе возрастает. У элементов на основе гетероструктуры *p*-AlGaAs—*p*-GaAs—*n*-GaAs при уменьшении слоя оптического окна-фильтра из твердого раствора AlGaAs с 10 мкм до менее 1,0 мкм область спектральной чувствительности также расширяется в коротковолновую часть (см. рис. 4.19, кривые 3–5) и внеатмосферные параметры по сравнению с параметрами, определенными на имитаторе при настройке по кремниевому эталону, растут. Расчет тока короткого замыкания по спектральной чувствительности показывает, что для образца на основе гетероструктуры с малой толщиной окна-фильтра коэффициент пересчета значительно увеличивается и составляет 1,54.

Введение соответствующих поправок при настройке имитаторов не всегда приводит к полному устранению ошибки, поскольку условия измерений (параметры излучения) и характеристики самих элементов не остаются во всех случаях постоянными. Для точного прогнозирования эксплуатационных параметров батарей в космосе при измерениях лучше использовать эталоны, созданные не только на основе того же типа элементов, но и изготовленные по аналогичной технологии.

При настройке имитатора могут быть применены стабильные эталоны, изготовленные по иной, чем измеряемые солнечные элементы, технологии, однако при использовании этих эталонов необходимо введение поправочных коэффициентов, установленных в результате тщательных лабораторных и натурных испытаний.

4.5. Измерение параметров солнечных элементов и батарей

Основной параметр солнечных элементов и батарей — световая нагрузочная вольт-амперная характеристика — позволяет: определить генерируемую ими электрическую мощность по произведению $I_{\text{орт}} U_{\text{орт}}$; оценить полноту использования потенциала запрещенной зоны по напряжению холостого хода; получить представление об уровне оптических и фотоэлектрических потерь по току короткого замыкания и коэффициенту заполнения вольт-амперной характеристики; рассчитать КПД преобразования солнечной энергии в электрическую по отношению мощности, генерируемой элементами и батареями, к мощности падающего солнечного излучения, которую можно измерить с помощью отградуированного эталонного солнечного элемента.

Значение тока короткого замыкания определяется путем пересчета измеренной абсолютной спектральной чувствительности на стандартный внеатмосферный или наземный солнечный спектр. Качество солнечных элементов и батарей, количество дефектных эле-

ментов в батарее могут быть оценены также косвенными методами — по измерению прямой и обратной ветви темновой вольт-амперной характеристики, по интегральному коэффициенту поглощения солнечного излучения поверхностью батареи, рассчитываемому по результатам спектральных измерений коэффициента отражения, по интегральному коэффициенту собственного теплового излучения поверхности батареи, различному у дефектных и качественных элементов.

Измерения параметров солнечных элементов и батарей могут быть выполнены в лабораториях, натуральных наземных и космических условиях по изложенным выше методикам.

Рассмотрим ряд методических вопросов, связанных с проблемой контроля качества, определения параметров солнечных элементов и батарей из различных полупроводниковых материалов и разнообразного практического применения, погрешностей измерения и прогнозирования характеристик элементов в условиях эксплуатации.

Измерения наземных и внеатмосферных параметров солнечных элементов в лабораторных условиях

В июне 1982 г. в г. Будапеште на имитаторе наземного солнечного излучения были проведены совместные советско-венгерские измерения вольт-амперной характеристики и КПД солнечных элементов в лабораторных условиях [423].

Источником света в имитаторе служила ксеноновая лампа высокого давления, спектр которой корректирован интерференционным светофильтром. Настройка имитатора осуществлялась с помощью эталонного солнечного элемента ПС-9 (чувствительная поверхность 30×35 мм), разработанного и градуированного в СССР. Конструкция эталона, как уже указывалось, предложена в качестве стандарта для стран СЭВ. Градуировка проведена для наземных условий АМ1 (плотность прямого потока солнечного излучения 1000 Вт/м^2) и для условий АМ1,5 (плотность прямого потока 850 Вт/м^2). При работе на имитаторе использовался разработанный в ВНР прибор для автоматического измерения и записи вольт-амперной характеристики, в комплект которого входит мини-ЭВМ, что позволяет одновременно определить оптимальные параметры солнечных элементов. В приборе использован четырехзондовый способ съема тока с отдельной цепью для подключения вольтметра, который позволяет значительно точнее по сравнению с двухзондовым (см. рис. 1.18) измерить напряжение на солнечном элементе. Поскольку в цепи вольтметра при четырехзондовой схеме протекает очень малый ток, падение напряжения на сопротивлении перехода между контактом солнечного элемента и токосъемным зондом и на сопротивлении проводов ничтожно, и, следовательно, вольтметр замеряет напряжение, которое установилось непосредственно на солнечном элементе. Как показали эксперименты, для элементов площадью $5,4 \text{ см}^2$ при стан-

дартной плотности потока излучения и значении тока короткого замыкания 160 мА при измерении двумя способами разница в КПД не отмечается; при площади $10,5 \text{ см}^2$ и токе короткого замыкания 300 мА КПД по двухзондовой схеме составляет $12,1$ вместо $14,1\%$ по четырехзондовой схеме. Если площадь элемента 24 см^2 и ток короткого замыкания 670 мА , разница при измерениях по двум схемам еще больше (КПД = $8,1$ и $11,3\%$ соответственно).

В любом варианте электрической схемы по мере увеличения переходного сопротивления контакт солнечного элемента — токосъемный зонд, сопротивления проводов и внутреннего сопротивления амперметра измерения параметров солнечного элемента будет проводиться в области вольт-амперной характеристики, все более удаленной от точки короткого замыкания, и для элементов с высоким последовательным сопротивлением ошибка измерений будет весьма ощутимой.

Для точного определения тока короткого замыкания элементов может быть применена схема с дополнительным источником, позволяющим подавать встречное напряжение. Особенно удобно использовать ее для измерений при повышенных концентрациях солнечного потока или при исследовании параметров солнечных элементов с большой площадью фоточувствительной поверхности. Такая схема применяется, например, для измерения электрических характеристик блок-элементов (модулей с параллельно соединенными солнечными элементами большого размера, имеющих высокие значения тока при малых напряжениях [141, 142]).

Результаты проведенных в ВНР в июне 1982 г. измерений параметров солнечных элементов на имитаторе Солнца сравнивались с данными, полученными на этом же имитаторе при его настройке по солнечному элементу, сличенному с эталоном, принятым в США (эталонный солнечный элемент, который используется в США для измерения наземных элементов применительно к условиям АМ1, был продемонстрирован на советско-американском семинаре в 1977 г. [393]). При настройке по эталону США наблюдалось завышение КПД элементов, составлявшее для венгерских элементов в среднем 8% , для советских — 6% , что объясняется, по-видимому, отличиями в методах градуировки эталонов, применяемых в СССР и США.

Градуировка советских эталонов проводилась на естественном солнечном излучении в районе Алма-Аты (высота над уровнем моря 3000 м), а также по абсолютной спектральной чувствительности (см. 4.4). Градуировочное значение тока в последнем случае определялось путем пересчета абсолютной чувствительности эталонных элементов на стандартный спектр АМ1 с более узкой полосой поглощения водяными парами атмосферы в окрестностях длины волны $0,9 \text{ мкм}$, чем это было принято в работах [376, 387, 389], после опубликования которых форма этой полосы уточнялась, что нашло свое отражение в согласованном в международном масштабе спектре излучения при АМ1,5 [391]. Участок стандартных наземных спектров от $0,8$ до $1,1 \text{ мкм}$ при условиях АМ1 [387], АМ2 [376, 389]

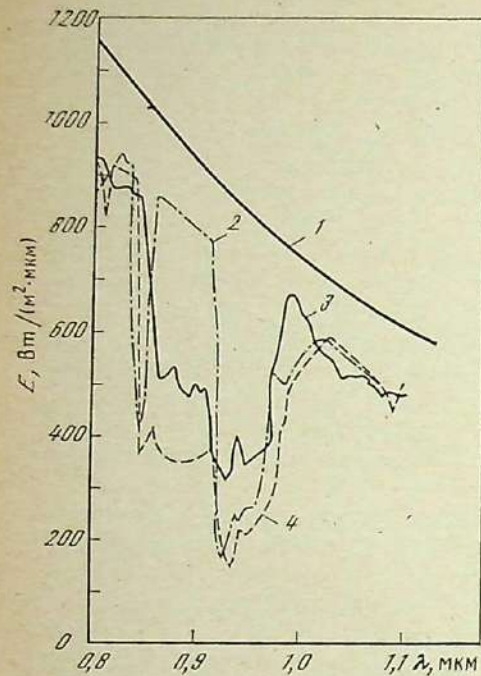


Рис. 4.20. Распределение энергии в области одной из основных полос поглощения водяными парами атмосферы (0,8—1,1 мкм) спектра солнечного излучения при различных условиях

1, 2 — стандартный внеатмосферный и наземный AM1,5 соответственно; 3 — AM1; 4 — AM2

и AM1,5 [391] показан на рис. 4.20, из которого хорошо видно, насколько уже по современным данным [391] полоса поглощения водяными парами в области 0,9 мкм (кривая 2). Эта часть спектра находится в максимуме спектральной чувствительности кремниевых солнечных элементов, и если градуировка эталона США осуществлялась по спектру AM1 [387] с широкой полосой поглощения водяными парами в данной об-

ласти спектра, то это обстоятельство, так же как и возможное различие в методах измерения абсолютной спектральной чувствительности эталонных элементов (с подсветкой и без нее, на монохроматоре или с помощью набора интерференционных светофильтров), могло послужить причиной расхождения в результатах измерений КПД советских и венгерских солнечных элементов.

Различия в результатах измерений при настройке имитаторов с помощью разных эталонов указывает на необходимость использования единого стандартного спектра наземного Солнца при градуировке эталонов. Намеченный в последнее время выбор стандартного наземного спектра (условия AM1,5), согласованного в международном масштабе [391, 393], является, по-видимому, единственно правильным решением сложного вопроса градуировки наземных солнечных элементов, поскольку при этом можно проводить сопоставление эффективности и качества солнечных элементов и батарей, выпускаемых разными странами и фирмами [363, 392, 393, 420, 423].

Градуировка эталонов для оценки эффективности работы солнечных элементов и батарей космического назначения с использованием общепринятого в настоящее время спектра AM0 Макаровой и Харитоновой [358] также позволяет достаточно точно настраивать лабораторные и заводские имитаторы Солнца и прогнозировать характеристики солнечных батарей при эксплуатации во внеатмосферных условиях. Труднее учесть переменную по спектру и потоку

и непостоянную во времени часть солнечного излучения, отраженную от облаков и подстилающего рельефа Земли и эффективно используемую двусторонними и прозрачными в инфракрасной области спектра солнечными батареями [5, 110, 149]. Однако расчетные и экспериментальные исследования, вероятно, позволят в недалеком будущем достаточно точно предсказывать возможное увеличение тока солнечных батарей низколетящих спутников Земли за счет этой составляющей внеатмосферного солнечного излучения [143, 354].

Уже не раз подчеркивалось, что солнечный элемент, предназначенный для создания эталона, должен обладать основными особенностями, свойственными спектральным, фотоэлектрическим и оптическим характеристикам измеряемых элементов. Например, при оценке КПД партии кремниевых солнечных элементов с n^+p-p^+ -структурой и мелкозалегающим $p-n$ -переходом эталонный элемент должен выбираться из их числа, а для солнечных элементов из новых полупроводниковых материалов эталонный элемент следует создавать из того же полупроводникового материала при таких же толщинах и электрофизических свойствах слоев, как в структуре элемента данного типа.

Однако приведенный в 4.4 пример измерений на АМС «Венера» говорит о том, что возможен и другой подход: создание стабильного солнечного элемента, например, из кремния со сравнительно глубоким $p-n$ -переходом, и внесение в его паспортные данные значений переходных коэффициентов, которыми необходимо пользоваться, если по данному кремниевому эталону настраивается имитатор Солнца при измерении параметров солнечных элементов из других полупроводниковых материалов или из того же материала, но иной конструкции.

Как было установлено в ходе полета АМС «Венера-13 и -14», при определении параметров солнечных элементов для внеатмосферных условий (спектр AM0, плотность потока излучения 1360 Вт/м^2) на имитаторе Солнца из ламп накаливания без коррекции спектра с плотностью излучения 1000 Вт/м^2 , для кремниевых эталонов с глубоким $p-n$ -переходом (1,0—1,2 мкм) переходный коэффициент равен 1,0, а для кремниевых элементов с небольшой глубиной залегания $p-n$ -перехода (0,3—0,5 мкм) — 1,12—1,13; для солнечных элементов на основе гетероструктуры AlGaAs—GaAs переходный коэффициент составляет 1,11—1,12 при толщине слоя AlGaAs 15 мкм, 1,2—1,21 при толщине того же слоя 10 мкм и 1,54 при толщине этого слоя менее 1 мкм.

Подобным же образом можно поступить и в случае градуировки имитаторов Солнца для измерения параметров наземных солнечных элементов. В паспорт эталона, используемого при настройке имитаторов внеатмосферного Солнца, при этом следует внести значение переходного коэффициента от AM0 к стандартным наземным условиям AM1,5, определенное или пересчитанное, как и в предыдущем

случае, для такого же значения рабочей температуры, причем ток короткого замыкания при АМ0 и АМ1,5 должен быть отнесен к плотности соответствующего потока излучения. Значения подобных переходных коэффициентов легко получить из результатов высокогорных измерений или путем использования абсолютной спектральной чувствительности данного эталонного элемента и стандартных спектров АМ0 и АМ1,5. Для кремниевых солнечных элементов с мелкозалегающим $p-n$ -переходом (глубина 0,3–0,5 мкм) переходный коэффициент от условий АМ0 к стандартным наземным условиям АМ1,5 равен, как показали результаты измерений и расчетов, 1,13–1,14. Для солнечных элементов на основе гетероструктуры AlGaAs–GaAs он составляет 1,26, 1,24 и 1,18 при толщине слоя AlGaAs соответственно 15, 10 и менее 1,0 мкм. Для тонкопленочных солнечных элементов на основе гетероструктуры Cu_2S-CdS со спектральной чувствительностью, показанной на рис. 2.23 (кривая 2), переходный коэффициент от АМ0 к АМ1,5 равен 1,04, а для элементов на основе гетероструктуры ITO–Si (спектральная чувствительность представлена на рис. 2.29 (кривая 1)) этот коэффициент составляет по результатам расчетов 1,10–1,11.

Качественно (а в некоторых случаях и количественно) были получены близкие результаты в работе [441]. Измеренная на фильтровом монохроматоре (источник излучения – мощная вольфрамовая лампа накаливания) спектральная чувствительность кремниевых элементов была пересчитана на спектры излучения Солнца для условий АМ0 [369] и АМ1 [376], что позволило определить затем интегральные значения тока короткого замыкания исследуемых элементов и переходные коэффициенты от условий АМ0 к условиям АМ1, равные: для обычных элементов без покрытий 1,08; для элементов с текстурированной неотражающей поверхностью, полученной селективным химическим травлением, 1,14; для обычных элементов с просветляющей пленкой из двуокиси кремния 1,15; для таких же элементов наземного назначения с большей глубиной залегания $p-n$ -перехода 1,16; для элементов с мелкозалегающим $p-n$ -переходом и просветляющим покрытием из пятиокиси тантала 1,18. Все элементы были изготовлены из монокристаллического кремния; приведенные значения переходных коэффициентов были получены как средние для партий из двух, четырех, пяти, девяти и одиннадцати элементов соответственно. Расчетные результаты были подтверждены при измерениях на естественном Солнце в условиях абсолютной атмосферной массы $m=1,7$ и плотности потока излучения 850–950 Вт/м², а измеренные значения тока короткого замыкания были приведены по плотности потока излучения к значениям, характерным для условий АМ1 (около 1000 Вт/м²).

Измерения параметров солнечных батарей в наземных условиях

Характеристики элементов и батарей под естественным солнечным излучением можно определять в прямом и полном потоке. В первом случае эталонные солнечные элементы, снабженные коллимирующими тубусами (имеющими угловое поле не более 3°), наводятся на Солнце, а затем на их место устанавливаются измеряемые элементы. Плотность потока прямого солнечного излучения дополнительно определяется с помощью пергелиометра. В период измерения необходимо соблюдать следующие условия: энергетическая облученность поверхности элементов в диапазоне 750–900 Вт/м²; атмосферная масса в пределах от 1 до 2; небо ясное и голубое, что свидетельствует об отсутствии аэрозольного рассеяния; произведение атмосферной массы на коэффициент мутности не более 0,25 [392].

Измерения в полном потоке [389–392] проводятся при горизонтальном расположении элементов. Плотность потока излучения дополнительно определяется пиранометром. Одновременно, если имеется необходимая аппаратура, исследуется спектральное распределение энергии полного потока. Градуировочное значение, относящееся к стандартным условиям, вычисляется на основе полученных и эталонных значений плотности излучения, записанных в паспорте использованного эталона. При наличии данных о спектральном распределении энергии полного потока в момент измерений и значительном расхождении его со стандартным значением (условия АМ1,5) в полученные результаты может быть внесена поправка.

При измерениях требуется соблюдение следующих условий: ясная погода с плотностью прямого потока солнечного излучения не менее 800 Вт/м² и плотностью рассеянного потока не более одной четверти от плотности прямого; высота Солнца не менее 54°. Во всех случаях следует использовать вольтметры с внутренним сопротивлением не менее 10 кОм/В; падение напряжения в схеме при измерении тока короткого замыкания должно составлять не более 20 мВ на один солнечный элемент.

Ток короткого замыкания желательнее определять при напряжении, близком к нулю, что можно осуществить, используя встречное напряжение (от блока с электронным регулятором), компенсирующее падение напряжения на последовательном сопротивлении.

Вольт-амперную характеристику можно снять вручную или автоматически с регистрацией данных на двухкоординатном самописце или с помощью цифropечатающего устройства, а также с помощью мини-ЭВМ.

Необходимо отметить, что наземные солнечные батареи только небольшую часть времени работают в условиях, близких к стандартным (АМ1,5 и соответствующее им содержание составляющих атмосферы). В течение дня меняются высота Солнца над горизонтом и соответственно значение атмосферной массы, глубина поглощения водяным паром, озоном, кислородом, по-разному сказыва-

вается влияние аэрозольного рассеяния. Перемена погоды, внезапная облачность, дождь приводят к еще более значительному отступлению плотности потока излучения и спектра Солнца от стандартных значений.

Экспериментальным и расчетным путем многие исследователи старались определить направление изменения основных параметров, и прежде всего КПД, солнечных элементов при вариации составляющих атмосферы и спектра солнечного излучения. Очевидно, что обсуждаемая тенденция изменения параметров в каждом случае будет зависеть не только от различий в спектре Солнца, но и от характера спектральной чувствительности солнечного элемента из определенного полупроводникового материала. По разнице значений переходных коэффициентов от внеатмосферного (условия АМ0) к стандартному наземному спектру АМ1,5 для эталонных солнечных элементов на основе различных полупроводниковых материалов и структур можно судить о том, сколь значительным оказывается в некоторых случаях изменение характеристик элементов при переходе к спектру Солнца, отличным от стандартных и общепринятых.

Особенно трудно выделить влияние на характеристики солнечных элементов какого-либо одного параметра солнечного излучения, например атмосферной массы m , поскольку в природных условиях одновременно с ней обычно изменяются сразу несколько параметров излучения. Видимо, по этой причине при природных измерениях, выполненных в условиях Кливленда (штат Огайо, США), не удалось обнаружить зависимость КПД солнечных элементов из кремния, арсенида галлия и сульфида кадмия от атмосферной массы m при ее изменениях от 1,3 до 4,5 (при одновременных значительных вариациях плотности потока излучения при одной и той же атмосферной массе за счет резкого перехода от яркого Солнца к облачности или туману) [457]. Измерения проводились в период с декабря 1974 г. по март 1975 г., когда спектральные изменения в проходящем сквозь атмосферу солнечном излучении сравнительно велики и ток солнечных элементов был практически пропорционален плотности прямого потока падающего излучения, который оценивали по показаниям пергелиометра независимо от значения атмосферной массы, изменявшейся в широких пределах.

Экспериментальные исследования, выполненные в лабораториях фирмы «Комсат» (г. Кларксбург, штат Мэриленд, США) с середины ноября 1975 г. по первую декаду января 1976 г., позволили обнаружить зависимость КПД кремниевых элементов от атмосферной массы [458]. Плотность потока солнечного излучения определялась с помощью пиранометра, который при необходимости отделить прямую составляющую излучения от суммарной закрывался черным диском диаметром 4 см на расстоянии 30 см от чувствительной поверхности. Экспериментальные данные были подтверждены расчетами [458] с использованием результатов измерений абсолютной спектральной чувствительности элементов и спектров наземного

Солнца при различных параметрах атмосферы [459, 460]. В качестве внеатмосферного спектра сравнения при условиях АМ0 был принят спектр Джонсона [369]. Для расчетов и экспериментов использовались кремниевые солнечные элементы с мелкозалегающим $p-n$ -переходом изготовления фирмы «Комсат». Аналогичные результаты были получены для элементов из арсенида галлия [458].

Несмотря на значительно меньшую электрическую мощность в наземных условиях по сравнению с генерируемой солнечными батареями во внеатмосферных (из-за меньшей плотности потока излучения), КПД преобразования в наземных условиях может быть почти на 20% выше в зависимости от характера спектра падающего излучения и спектральной чувствительности конкретного солнечного элемента [458]. Если в расчетах использовать сглаженную огибающую кривую спектра для условий АМ1 (при этом селективные полосы поглощения водяным паром, озоном и кислородом не учитываются), то получим КПД солнечных элементов таким же, что и для условий АМ0. При реальном спектре АМ1 с селективными полосами поглощения КПД элементов будет выше на 10%, чем в условиях АМ0 (переходный коэффициент 1,1), при АМ2 — на 15% (коэффициент 1,15), при АМ3 — на 16% (коэффициент 1,16).

Эксперимент показал, что для условий АМ2 при относительно ясной погоде переходный коэффициент составляет 1,11–1,12 (причем он имеет одинаковое значение как для суммарного излучения, так и для прямой составляющей его), а для туманных дней — 1,15–1,19.

Таким образом, важная особенность изменения наземных параметров солнечных элементов состоит в следующем: по мере увеличения воздушной массы, возникновения пасмурности, облачности, дымки, появления капель дождя КПД солнечных элементов, как правило, значительно растет, хотя абсолютное значение генерируемой ими мощности падает [458]. Причину этого явления легко понять из сравнения кривых спектрального распределения энергии солнечного излучения при различных атмосферных массах (см. рис. 4.2): при увеличении значения атмосферной массы от 1 до 5 плотность потока излучения падает, но максимум проходящего сквозь атмосферу солнечного излучения сдвигается вправо, приближаясь к максимуму спектральной чувствительности солнечных элементов из кремния и арсенида галлия [380].

Конечно, такова очевидная зависимость для прямого солнечного излучения. Спектр рассеянного излучения (при ухудшении климатических условий) зависит от соотношения между диаметром частиц, образующих дымку, туман, размерами капель дождя и длиной волны солнечного излучения. Однако увеличение переходного коэффициента с уровня 1,11–1,12 при хороших погодных условиях до диапазона 1,15–1,19 для плохой погоды [458] говорит о том, что соотношение между длиной волны солнечного излучения и размерами рассеивающих частиц может быть таким, что поглощается и за-

держивается в атмосфере в основном коротковолновое излучение, при этом спектр проходящего излучения приближается к спектральной чувствительности солнечных элементов.

Молекулярное и аэрозольное рассеяние ясного неба вызывает обратный эффект — уменьшение переходного коэффициента от условий АМ0 к наземным условиям. Учет диффузного рассеяния ясного неба должен привести к приближению любого наземного спектра к спектру внеатмосферного Солнца, так как спектральное распределение этого рассеяния лежит в коротковолновой области спектра (см. рис. 4.4 и 4.5). Расчеты подтверждают высказанное положение: для современных кремниевых солнечных элементов с высокой чувствительностью в коротковолновой части спектра переходный коэффициент от условий АМ0 к условиям АМ1,5 при расчете только на прямой поток излучения составляет 1,17, а при расчете на суммарное излучение (с учетом диффузного рассеяния ясного неба) уменьшается до 1,14 [420]. Такая же тенденция отмечена в работе [420] и для солнечных элементов на основе арсенида галлия и сульфида кадмия.

Расчетные исследования, по нашему мнению, позволяют значительно четче выделить влияние атмосферной массы, отдельных интервалов спектра наземного Солнца и свойств элементов на значение переходных коэффициентов. Результаты расчетов, выполненных Е. С. Макаровой, по определению переходных коэффициентов для основных конструкций солнечных элементов от условий АМ0 к нескольким известным наземным спектрам приведены в табл. 4.3*.

Для двух типов кремниевых солнечных элементов с резко отличающейся спектральной чувствительностью (из-за различия в глубине залегания $p-n$ -перехода) при неизменном состоянии атмосферы (международный спектр для условий АМ1,5 [391], в котором изменялся только один параметр — атмосферная масса m , а остальные характеристики оставались постоянными: толщина слоя осаждаемых паров воды 2,0 см, озона 3,4 мм; $\beta=0,12$; $\alpha=1,3$) И. С. Оршанским был проведен расчет переходных коэффициентов:

m	1	1,5	2	3	5	10
$l_{\pi} \approx 2,5$ мм	1,155	1,175	1,2	1,23	1,26	1,27
$l_{\pi} \approx 0,7$ мм	1,12	1,135	1,145	1,155	1,155	1,125

Погрешность измерений солнечных элементов и батарей на имитаторах и в натуральных условиях

Даже самые высококачественные имитаторы не воспроизводят с абсолютной точностью оптические параметры стандартного солнечного излучения. Погрешность измерения электрических характери-

* Использованный для получения данных табл. 4.3 спектр АМ1,5 представлен на рис. 4.5 (кривая 2) [391], диффузная составляющая (молекулярное и аэрозольное рассеяние) — на рис. 4.3 (кривая 2) [382, 383], спектры АМ3 и АМ5 (прямое излучение) — на рис. 4.2 (кривые 4 и 6) [380].

Таблица 4.3

Переходные коэффициенты от условий АМ0 к различным спектрам наземного солнечного излучения для основных типов солнечных элементов

Тип элемента (спектральная характеристика)	Расчет на полный спектр при $\lambda = 0,25 \div 3,0$ мкм			
	АМ1,5 (прямое)	АМ1,5 (прямое + диффузное)	АМ3 (прямое)	АМ5 (прямое)
Si с мелким $p-n$ переходом, $l_{\pi} \approx 0,3$ мкм (рис. 4.18, кривая 6)	1,137	1,113	1,114	1,076
Si с глубоким $p-n$ -переходом, $l_{\pi} \approx 1,5$ мкм (рис. 4.18, кривая 3)	1,186	1,175	1,193	1,180
GaAs—AlGaAs толщиной 10 мкм (рис. 4.19, кривая 4)	1,242	1,205	1,244	1,246
GaAs—AlGaAs толщиной 1 мкм (рис. 4.19, кривая 3)	1,185	1,173	1,168	1,148
ITO—SiO _x —nSi (рис. 2.29, кривая 1)	1,106	1,101	1,107	1,087
Cu ₂ S—CdS (рис. 2.23, кривая 2)	1,042	1,08	0,097	0,873
Тип элемента (спектральная характеристика)	Расчет на часть спектра при $\lambda = 0,3 \div 1,2$ мкм			
	АМ1,5 (прямое)	АМ1,5 (прямое + диффузное)	АМ3 (прямое)	АМ5 (диффузное)
Si с мелким $p-n$ -переходом, $l_{\pi} \approx 0,3$ мкм (рис. 4.18, кривая 6)	1,115	1,071	1,145	1,164
Si с глубоким $p-n$ -переходом, $l_{\pi} \approx 1,5$ мкм (рис. 4.18, кривая 3)	1,163	1,130	1,226	1,276
GaAs—AlGaAs толщиной 10 мкм (рис. 4.19, кривая 4)	1,218	1,159	1,270	1,347
GaAs—AlGaAs толщиной 1 мкм (рис. 4.19, кривая 3)	1,162	1,129	1,195	1,241
ITO—SiO _x —nSi (рис. 2.29, кривая 1)	1,085	1,059	1,139	1,175
Cu ₂ S—CdS (рис. 2.23, кривая 2)	1,022	1,039	0,99	0,944

стик солнечных элементов и батарей, возникающая в связи с этим, в значительной степени снижается при использовании для настройки имитаторов эталонных элементов. Снижается, но не исчезает, поскольку оптические характеристики измеряемых солнечных элементов могут отличаться от характеристик эталонного элемента.

В 1976 г. Европейским космическим центром и фирмой «Комсат» проведена совместная работа по измерению 15 солнечных элементов фирмы «Комсат» на девяти имитаторах, принадлежащих различным лабораториям и организациям США и стран Западной Европы. Разброс определенных на разных имитаторах значений токов короткого замыкания солнечных элементов достигал 13–15% [461]. Результаты такого сравнения указывают на важность оценки точности измерений конкретных типов солнечных элементов на конкретных имитаторах.

Погрешность измерения солнечных элементов складывается из нескольких составляющих: спектральной, угловой, поверхностной, температурной, временной [462]. Исследования показали, что погрешность равным образом определяется как отличием спектра имитатора от солнечного, так и разницей в спектральной чувствительности измеряемого и эталонного солнечных элементов.

На имитаторах с высокой неравномерностью освещения погрешность можно уменьшить введением при настройке имитатора поправки, учитывающей различие в облученности поверхности эталонных солнечных элементов и измеряемых батарей (или групп солнечных элементов). Поправка рассчитывается на основе детальной карты распределения облученности по рабочему полю и реального соотношения площадей эталонного элемента (единичного или группового) и измеряемого объекта (элемента, группы, батареи большого размера). Поправка равна отношению средней по площади измеряемого объекта облученности к средней по площади эталонного приемника. При измерении распределения облученности необходимо, чтобы площадь используемого эталонного элемента составляла не менее четверти площади измеряемого объекта. С имитаторами, предназначенными для измерений отдельных элементов, применяется элемент размерами 5×5 мм. Распределение облученности солнечных элементов определяется с помощью эталонной группы солнечных элементов размерами 70×75 мм [419]. В результате введения поправки, даже если неравномерность облученности достигает значений $\pm 10\%$ (в случае батарей большого размера), погрешность, возникающая в связи с этим, не превышает 2%.

Наиболее простой метод контроля спектра — периодическая проверка «сине-красного отношения» [419], которую можно проводить поочередным измерением эталонного элемента со светофильтрами, выделяющими излучение синей и ближней инфракрасной областей спектра [400, 461, 463], а также с применением дихроического зеркала [463].

Погрешность определения тока короткого замыкания конкретного солнечного элемента или батареи, связанная с отличием спектрального распределения энергии излучения имитатора (в качестве которого может рассматриваться и наземное солнечное излучение при нестандартных условиях) и Солнца (стандартного внеатмосфер-

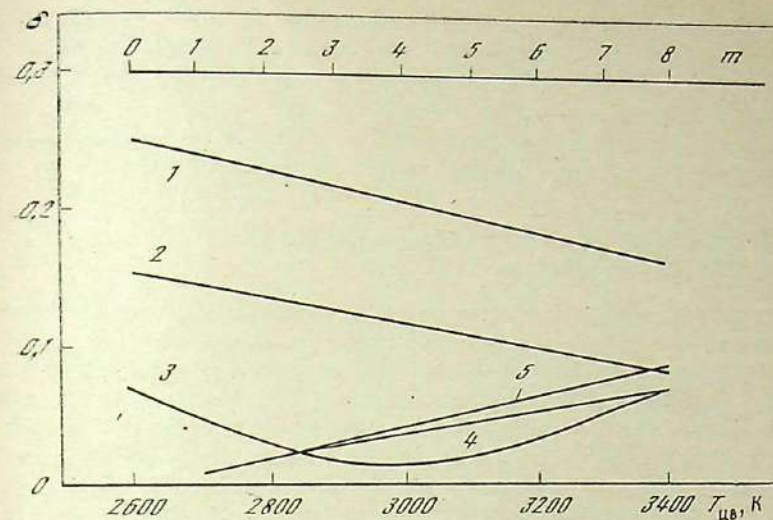


Рис. 4.21. Погрешность измерений на имитаторах из лампы накаливания с цветовой температурой $T_{цв}$ и в натуральных условиях при наземных спектрах Солнца в условиях различных воздушных масс, обусловленная отличием спектров использованных источников от спектра внеатмосферного Солнца

1 — лампа накаливания без коррекции спектра; 2 — лампа накаливания с водяным теплофильтром толщиной 4 см; 3 — имитатор С-1; 4 — Солнце в горах на высоте 2000 м над уровнем моря (склон горы Арагац в Армении); 5 — Солнце на уровне моря при толщине слоя осажденных паров воды 2,0 см [380]

ного или наземного); может быть подсчитана по следующей формуле [366, 396]:

$$\delta = \frac{I_{им} - I_c}{I_c} = \frac{\int_0^{\infty} E_{c\lambda} S_{от} d\lambda \int_0^{\infty} E_{им\lambda} S_{сэ} d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{c\lambda} S_{сэ} d\lambda \int_0^{\infty} E_{им\lambda} S_{от} d\lambda} - 1,$$

где $I_{им}$, I_c — ток короткого замыкания измеряемого элемента на имитаторе и на солнечном излучении со стандартным спектром соответственно; $E_{c\lambda}$ — спектральная плотность потока стандартного солнечного излучения; $E_{им\lambda}$ — спектральная плотность потока имитированного солнечного излучения; $S_{от}$, $S_{сэ}$ — относительная спектральная чувствительность эталонного и измеряемого солнечных элементов.

Зависимости погрешности определения тока солнечных элементов, вызванной отличием спектрального распределения энергии излучения разных имитаторов и стандартного внеатмосферного спектра Солнца, от цветовой температуры $T_{цв}$ лампы накаливания, а также значения погрешностей при измерениях в условиях наземных спектров солнечного излучения для различных значений атмосферной массы m [396] представлены на рис. 4.21.

Спектральная погрешность невелика лишь в случае имитаторов с достаточно точной коррекцией спектра (например, имитатор С-1 (кривая 3)), однако на естественном Солнце, особенно в высокогорных условиях, также могут быть проведены качественные измерения параметров солнечных элементов и батарей, особенно при небольших значениях атмосферной массы (кривые 4 и 5).

4.6. Оценка качества солнечных элементов и батарей без имитаторов Солнца

При транспортировке и хранении солнечных батарей возможны повреждения, которые желательно оценить быстро, однако без высоких требований к точности измерений. В этом случае удобно использовать вместо больших имитаторов Солнца (обеспечивающих необходимую плотность потока излучения) плоские панели из светолучающих диодов [464]. Светодиоды уже нашли применение в метрологии при создании, например, комплекса приборов и средств измерений потока излучения низкой плотности (ГОСТ 8.273-78). Помещаемые между сложенными створками солнечных батарей такие электролюминесцентные панели из набора светодиодов или плоских излучателей позволят даже при низкой освещенности оценить работоспособность батарей.

Дефекты на внешней поверхности стекла, отслоение покрытий или изменение их интерференционной окраски из-за воздействия неблагоприятных климатических факторов (например, повышенная влажность) также могут быть обнаружены без использования имитаторов Солнца или развертывания панелей для измерения на натурном наземном Солнце. Изменение оптических свойств батарей, вызванное подобными дефектами, может быть оценено путем измерения коэффициента отражения дефектного места с помощью малогабаритного портативного спектрофотометра. Измеренное значение спектрального коэффициента отражения в области 0,3–2,5 мкм затем легко пересчитать на интегральное значение коэффициента поглощения солнечной радиации с помощью номограмм с деформированной шкалой длины волны [46, 23]. В связи с усилением интереса к определению коэффициента поглощения солнечной радиации и по отношению к наземному спектру Солнца, что нашло отражение в расчетах (см. гл. 3), Г. А. Гухман были построены номограммы (подобные известным для внеатмосферного спектра Солнца [369, 356]), по которым легко определить α_s для внеатмосферного спектрального распределения, предложенного Е. А. Макаровой и А. В. Харитоновым [358, 361], и наземных солнечных спектров при определенных стандартных условиях [380, 382, 383, 390, 391] (рис. 4.22).

Применялся еще один метод контроля качества солнечной батареи без применения имитаторов Солнца [21]. После приложения к сложенной батарее в прямом направлении постоянного напряжения

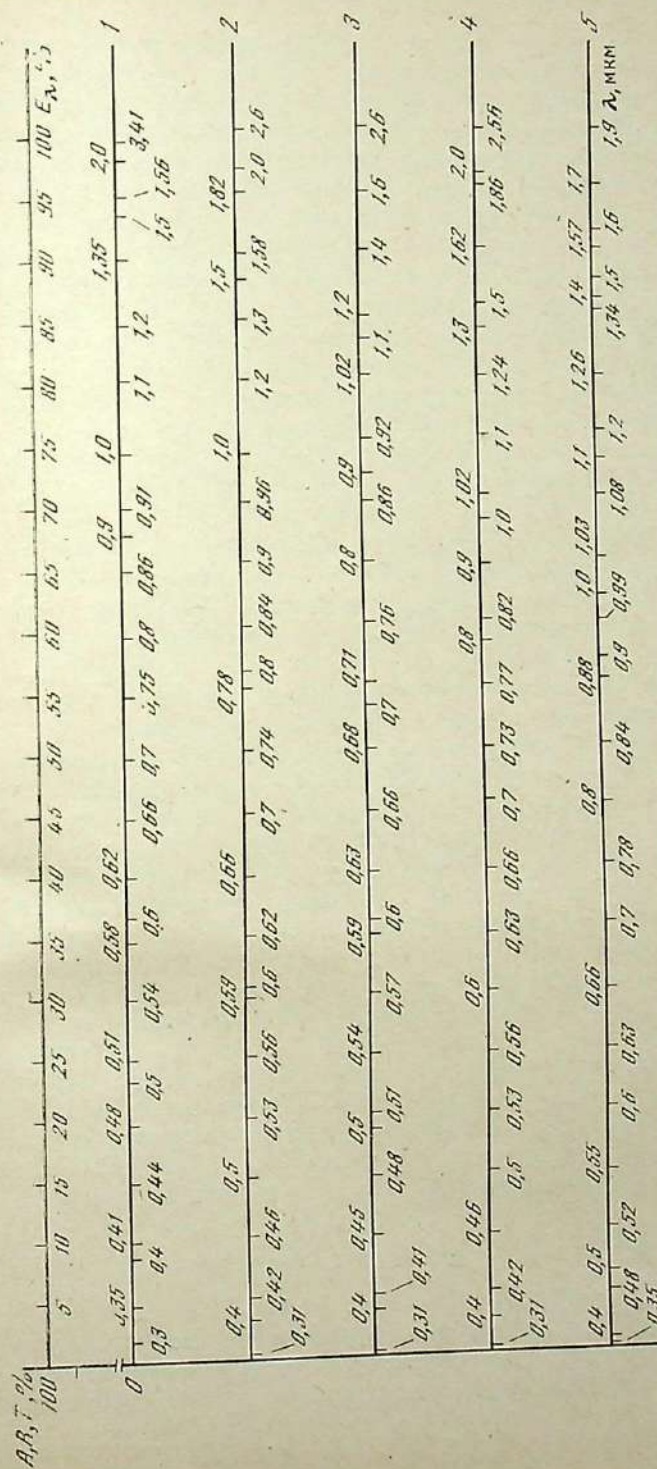


Рис. 4.22. Номограмма расчета интегрального коэффициента поглощения α_s поверхности солнечных элементов и фототермических коллекторов для внеатмосферного и наземного солнечного излучения при различных значениях атмосферной массы атмосферы
1 — условный AM0 [358]; 2 — AM1.5; 3 — AM1.5+диффузное рассеяние неба; 4 — AM2 [389]; 5 — AM5 [380]

от внешнего источника электроэнергии измеряется ток, протекающий через неосвещенную батарею, причем желательнее, чтобы он составлял не менее 50% от тока короткого замыкания освещенной батареи. Прямой темновой ток в значительной степени зависит от поддерживаемой при измерениях на строго фиксированном стабильном уровне температуры батареи. Целесообразно пропускать через батарею ток от источника пульсирующего напряжения (с промежутками между импульсами 10 с). Этот метод проверки электрических характеристик батарей был успешно применен при контроле качества изготовления отдельных блоков и модулей солнечных батарей станции «Скайлаб». Таким образом, в частности, можно оценить число параллельно включенных групп и модулей в батарее и обнаружить разрыв электрического соединения между ними. Поскольку общее последовательное сопротивление неосвещенной батареи зависит также от числа последовательно соединенных элементов, этот метод позволяет проверить и последовательную цепь элементов.

Следует отметить, что контроль параметров солнечной батареи (например, после ресурсных испытаний на имитаторе Солнца) по результатам измерения ее нагрузочной вольт-амперной характеристики позволяет определить лишь общее изменение выходной мощности батареи. Для выяснения, какие конкретные группы, модули или отдельные элементы стали дефектными, требуется трудоемкая проверка качества батареи по частям. Значительно проще и быстрее определяется положение таких повреждений, как появившиеся в элементах после термоциклирования трещины при измерении интегрального коэффициента теплового излучения поверхности с помощью сканирующего инфракрасного терморadiометра. От внешнего источника постоянного напряжения через модули и группы солнечных элементов, установленных в одной плоскости, в обратном направлении пропускается ток, вызывающий выделение джоулева тепла, особенно интенсивное в местах электрических соединений с повышенным сопротивлением и в области сколов, трещин, разломов самих элементов, что достаточно четко фиксируется, как показали измерения, приемным элементом [103–105, 449, 450] терморadiометра. При пропускании прямого тока через элементы солнечных батарей тепловое излучение дефектных мест настолько слабое и так мало отличается от излучения соседних элементов, не имеющих нарушений, что определить точное местонахождение дефектов с помощью терморadiометра в этом случае практически невозможно.

4.7. Применение эталонных солнечных элементов в космосе

Эталонные солнечные элементы из различных полупроводниковых материалов широко используются при настройке имитаторов Солнца для измерения параметров солнечных элементов и батарей в ла-

бораторных и заводских условиях и во время определения характеристик наземных солнечных батарей в натурных условиях. Значительно более редким, но не менее важным с научной точки зрения является использование эталонных солнечных элементов для изучения характеристик самого солнечного излучения, например, на борту космических аппаратов, где высокие удельно-массовые характеристики, надежность, стабильность, термостойкость, малые габариты превращают полупроводниковые солнечные элементы в весьма удобные и чувствительные датчики солнечного излучения [465].

В наружных контейнерах, установленных на спутниках типа «Космос-1129» с биологическими объектами на борту, при помощи датчиков из солнечных элементов измерялась освещенность, создаваемая Солнцем на поверхности объектов, движущихся на сравнительно невысоких и почти круговых околоземных орбитах (средняя высота 300 км, угол наклона орбиты 62°), что было вызвано необходимостью контроля условий экспонирования в открытом космосе биологических объектов. Одновременно определялась суммарная длительность промежутка времени, в течение которого были ориентированы в направлении на Солнце детекторы космического излучения, размещенные в этих же контейнерах.

Спутник был запущен на околоземную орбиту 25 сентября 1979 г., и после почти 20-суточного полета наружные контейнеры в составе спускаемого аппарата возвратились на Землю. Во время полета спутник не был ориентирован, совершая медленное вращение вокруг оси, неконтролируемо меняющей свое направление. Используемые для исследований контейнеры во время прохождения спускаемого аппарата через сплошные слои земной атмосферы обеспечивали теплозащиту размещенных в них объектов.

Измерения освещенности проводились с помощью автономного, не имевшего телеметрического выхода датчика-интегратора типа ДКО-2, состоявшего из двух эталонных кремниевых солнечных элементов, включенных навстречу друг другу и подключенных через делитель к интегрирующему ртутному кулометру, а также компенсационные полупроводниковые диоды [465]. С помощью механической шторки датчики могли быть поочередно открыты (при этом направление передвижения промежутка между ртутными электродами изменяется на обратное). Электрический ток, создаваемый открытым солнечным элементом (при закрытом втором элементе), пропускается через кулометр, представляющий собой стеклянный капилляр с двумя ртутными электродами, разделенными каплей электролита, называемой появлением тока, протекание которого в свою очередь вызывало появление тока, протекание которого в свою очередь приводило к смещению положения капли электролита на неподвижной шкале. Смещение соответствовало количеству пропущенного через кулометр электричества, пропорциональному количеству света, попавшего на поверхность солнечного элемента [466].

Перед установкой на борт спутника датчик ДКО-2 и его эталон-

ные солнечные элементы были отградуированы на имитаторе солнечного излучения таким образом, чтобы максимальная интегральная облученность в полете соответствовала 0,95 от длины шкалы кулометра.

На внутренней крышке контейнера с научной аппаратурой спутника «Космос-1129» были размещены также металлические пластины с нанесенными на их поверхность селективными покрытиями. Некоторые из них, например белые акриловые эмали, темнеют под воздействием солнечного излучения. Темп увеличения интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения их поверхности хорошо изучен в космических условиях при полетах спутников серии «Венера» на датчиках с достаточно точной ориентацией на Солнце [23]. Световой поток, падающий на покрытия, и интегральная облученность оценивались дополнительно по изменению коэффициента поглощения солнечного излучения этих покрытий за все время полета.

Зная коэффициент поглощения солнечного излучения до и после полета и используя его зависимость от облученности или времени полета в солнечных сутках (принималось, что солнечная постоянная равна 1360 Вт/м^2) [23], можно оценить длительность промежутка времени, в течение которого объекты, размещенные в контейнерах, освещались солнечным излучением, направленным перпендикулярно к поверхности пластин с покрытием, и провести сравнение двух методов измерения освещенности в течение полета.

Измерения на спутнике «Космос-1129» интегрального потока солнечного излучения, падающего на объекты, размещенные в контейнерах, дали значения 4,6 эквивалентных солнечных суток по потемнению покрытий и 4,5 сут по показателям датчиков типа ДКО-2 на эталонных элементах.

Отметим, что полученные данные соответствуют потоку солнечного излучения, падающего по нормали к поверхности датчиков и пластин с покрытиями. Следовательно, речь идет об облучении потоком, эквивалентным прямому (направленному по нормали), поскольку суммарный реальный поток излучения падает на плоские поверхности под разными углами в пределах телесного угла 2π .

Таким образом, выполненные исследования позволили с достаточной степенью точности установить, что за время неориентированного полета искусственного спутника Земли «Космос-1129» (приблизительно 20 сут) установленные на нем контейнеры с научной аппаратурой были облучены потоком солнечного излучения, эквивалентного прямому солнечному потоку, направленному вдоль нормали к поверхности, в течение 4,5–4,6 сут.

Полупроводниковые солнечные элементы, преобразующие солнечное излучение сразу в электрическую энергию, могут, как уже указывалось, служить не только ее источником на борту космических аппаратов, но и датчиками освещенности прямым и отраженным световыми потоками при исследовании Земли из космоса [149,

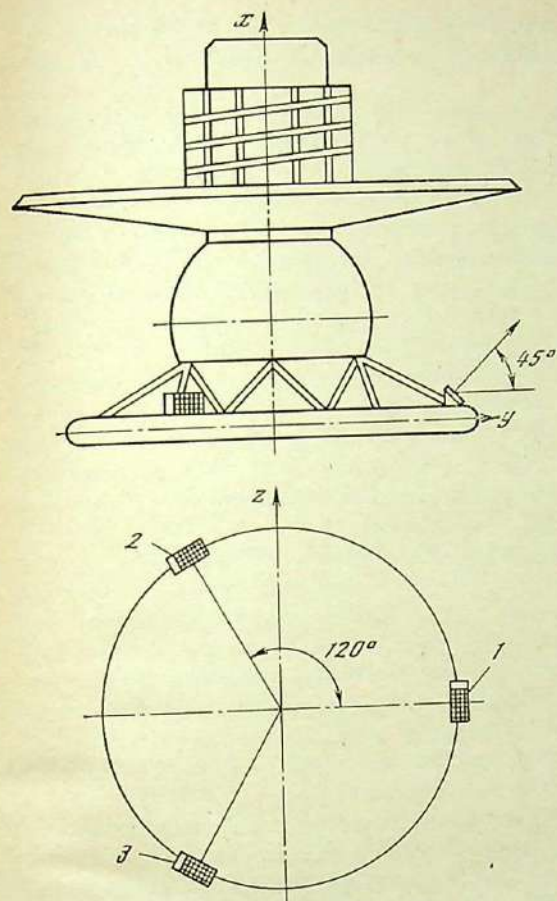


Рис. 4.23. Расположение малогабаритных солнечных батарей (1–3) на корпусе спускаемого аппарата межпланетной автоматической станции «Венера-11»

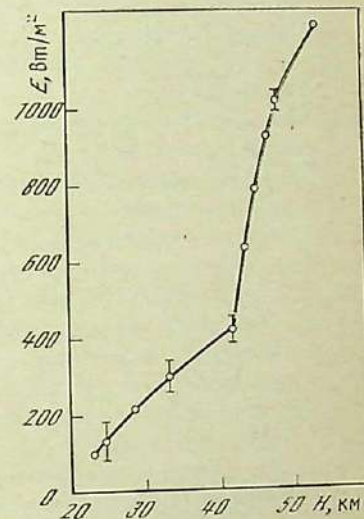


Рис. 4.24. Зависимость плотности потока солнечного излучения от высоты спускаемого аппарата межпланетной автоматической станции «Венера-11» над поверхностью планеты, полученная с помощью предварительно отградуированных солнечных батарей из кремния

354], а также при изучении прозрачности атмосфер других планет, например Венеры. С этой целью на борту большинства аппаратов, спускавшихся в атмосфере планеты Венера, устанавливались малогабаритные солнечные батареи, предварительно отградуированные в лабораторных условиях [467]. Информация, полученная с помощью этих батарей, не только дополнила результаты спектральных измерений прозрачности атмосферы Венеры [468], но и позволила оценить степень диффузности светового потока, а также во время спуска 16 мая 1969 г. «Венеры-5» на почной стороне планеты впервые зафиксировать всплески освещенности [469], которые наряду со световыми измерениями, проведенными при спуске «Венеры-9 и -10»

и исследованиями радишумов, создаваемых электрическими разрядами на «Венере-11 и -12», привели к выводу о появлении молний в атмосфере планеты [470].

Разработанная конструкция малогабаритных батарей выдерживает воздействие перегрузок до $300g$ (g — ускорение силы тяжести) при входе в атмосферу планеты, а также повышение температуры (до 300°C) и давления (до $100 \cdot 10^5$ Па). Как правило, каждая батарея состояла из 28–30 отдельных солнечных элементов из кремния, предварительно отградуированных и соединенных последовательно друг с другом и с нагрузочным сопротивлением, обеспечивающим получение выходного напряжения от 0 до 6 В при изменении плотности потока солнечного излучения от 50 до 1500 Вт/м^2 .

Малогабаритная солнечная батарея, как и остальная аппаратура спускаемого аппарата АМС «Венера», охлаждалась перед спуском приблизительно до -15°C [469], что позволило обеспечить вполне допустимый для солнечных элементов температурный режим на большей части траектории аппарата. При обработке результатов измерений вводилась температурная поправка.

Проведенные 25 декабря 1978 г. на станции «Венера-11» с помощью трех малогабаритных солнечных батарей, расположенных на корпусе спускаемого аппарата (рис. 4.23), измерения плотности потока солнечного излучения в атмосфере планеты показали, что плотность потока излучения, проходящего сквозь атмосферу Венеры, достаточно высокая (рис. 4.24). Это согласуется с данными статей [468, 471] и говорит о возможности эффективной работы солнечных батарей с целью энергоснабжения, например, плавающих в атмосфере планеты аэростатных станций [467].

Отмеченный на рис. 4.24 вертикальными линиями разброс значений на одном и том же спускаемом аппарате весьма невелик, что свидетельствует о практически полностью диффузном характере освещенности и об отсутствии прямой составляющей потока солнечного излучения на таких высотах в атмосфере Венеры. Во время спуска аппаратов «Венера-13 и -14» в марте 1982 г. проведены аналогичные эксперименты и получены результаты, весьма близкие к показанным на рис. 4.24.

Заключение

Сейчас уже никто не сомневается в большом научном и прикладном значении фотоэнергетики и ее оптических и метрологических разделов [1–5, 472]. Широким фронтом ведутся исследования по разработке новых моделей и конструкций солнечных элементов (в том числе из аморфных сплавов германия с кремнием [473] и кремния с селеном [474]), по расчету и разработке селективных покрытий, и хотя некоторые из более поздних работ [475–477] просто повторяют исследования, выполненные на 15 лет раньше [289–296, 309], в ряде публикаций описаны методы нанесения покрытий, усовершенствованные столь значительно [478, 479], что они могут быть широко использованы на практике в ближайшем будущем. Перспективны работы по созданию плоских вакуумированных коллекторов [480], важны исследования, направленные на облегчение космических солнечных батарей, улучшение их радиационной стойкости и устойчивости к повреждающему воздействию лазерного излучения [481, 482], которое находит все большее применение в технологии и измерениях параметров солнечных батарей [483–486]. Конструируются новые имитаторы Солнца [487], уточняется значение солнечной постоянной [488]. Значительные успехи достигнуты в разработке просветляющих покрытий с переменным по глубине показателем преломления [489], созданы каскадные тонкопленочные элементы из аморфного и поликристаллического кремния с КПД 12,1% [490], организуются лаборатории по метрологии солнечных элементов [491]. Входит в повседневную практику измерений параметров наземных солнечных батарей согласованный в международном масштабе спектр солнечного излучения в условиях АМ1,5 со строго фиксированными параметрами атмосферы [492, 493]. Спектральный состав и плотность излучения стандартного наземного солнечного спектра, по отношению к которому следует определять КПД солнечных элементов и батарей, продолжают уточнять.

Сотрудники Института солнечной энергии в штате Колорадо (США) предложили использовать в качестве стандартного спектр прямого солнечного излучения при АМ1,5 [494], незначительно отличающийся от принятого в настоящее время [391, 393], а также спектр суммарного солнечного излучения при АМ1,5, падающего на поверхность, расположенную под углом 37° к горизонтالي [494]. Этот спектр столь значительно обогащен коротковолновым излучением за счет диффузной составляющей излучения и солнечного излучения, отраженного от поверхности Земли (альбедо Земли принято равным 0,2), что его спектральное распределение, определяемое, в частности, «сине-красным отношением», весьма близко к АМ0.

Наземные фотогенераторы на практике работают в условиях облучения суммарным, а не прямым потоком солнечного излучения, однако применение суммарного потока для определения КПД встретит значительные методические трудности, связанные, например, с необходимостью учета зависимости коэффициента отражения и фототока солнечных элементов от угла падения солнечных лучей на измеряемую поверхность. В случае перехода на спектр суммарного излучения в качестве стандартного у эталонных и измеряемых солнечных элементов должны быть практически одинаковыми не только спектральная чувствительность, но и угловые спектральные зависимости коэффициента отражения и фототока.

Оптические и метрологические исследования свойств солнечных элементов — новое и важное в теоретическом и практическом отношении направление в науке о преобразовании энергии.

Без развития исследований по оптике и метрологии солнечных элементов было бы невозможно не только точно определить КПД элементов и батарей в космических и наземных условиях, но и оптимизировать их характеристики применительно к разнообразным условиям эксплуатации.

Литература

1. Семенов Н. П. Энергию Солнца на службу человека.— В кн.: Преобразование солнечной энергии / Под ред. Н. П. Семенова. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 3—6.
2. Лидоренко Н. С., Гибадулин Н. Н., Почивалин Г. П., Рябинов С. В., Стребков Д. С. Исследование конструктивных схем космических солнечных электростанций для энергоснабжения Земли.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черноголовка, 17—19 февраля 1981 г. Черноголовка: Ин-т хим. физики, 1981, с. 76—78.
3. Лидоренко Н. С., Колтун М. М. Спутники — преобразователи солнечной энергии.— Земля и вселенная, 1979, № 2, с. 27—31.
4. Лидоренко Н. С., Колтун М. М. Солнечное электричество.— Техника и наука, 1980, № 8, с. 12—14.
5. Лидоренко Н. С., Евдокимов В. М., Зайцева А. К., Колтун М. М., Рябинов С. В., Стребков Д. С. Новые модели солнечных элементов и перспективы их оптимизации.— Гелпотехника, 1978, № 3, с. 3—17.
6. Полупроводниковые преобразователи энергии: Пер. с англ. / Под ред. Ю. П. Маслаковца, В. К. Субашева. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 408 с.
7. Вавилов В. С., Ландсман А. П., Субашев В. К. Солнечные батареи.— В кн.: Искусственные спутники Земли. М.: Изд-во АН СССР, 1958, вып. 2(75), с. 75—80.
8. Колтун М. М. Солнечные батареи.— В кн.: БСЭ. 3-е изд., 1976, т. 24, кн. 1, с. 417.
- 8а. Колтун М. М. Фотоэлектрический генератор.— В кн.: БСЭ. 3-е изд., 1977, т. 27, с. 603.
- 8б. Колтун М. М. Фотоэлемент.— В кн.: БСЭ. 3-е изд., 1977, т. 27, с. 607.
9. Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1957. 491 с.
10. Стильбанс Л. С. Физика полупроводников. М.: Сов. радио, 1967. 452 с.
11. Фистуль В. И. Введение в физику полупроводников. М.: Высш. шк., 1975. 296 с.
12. Рыбкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
13. Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Сов. радио, 1971. 246 с.
14. Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучений: Пер. с англ. / Под ред. А. И. Фримера, И. И. Таубкина. М.: Мир, 1965. 576 с.
15. Субашев В. К., Соминский М. С. Полупроводниковые фотоэлементы.— В кн.: Полупроводники в науке и технике. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 2, с. 115—216.
16. Глиберман А. Я., Зайцева А. К. Кремниевые солнечные батареи. М.: Энергия, 1961. 72 с.
17. Бузанова Л. К., Глиберман А. Я. Полупроводниковые фотоприемники. М.: Энергия, 1976. 64 с.
18. Глиберман А. Я., Ковалев Н. П., Четверикова Г. А. Фотопреобразователи в науке и технике.— В кн.: Электроника и ее применение. М.: ВИНТИ, 1980, т. 12, с. 117—162. (Итоги науки и техники).
19. Евдокимов В. М., Каган М. Б., Колтун М. М., Черкасский А. Х. Солнечные батареи. М.: ВИНТИ, 1977. 194 с. (Итоги науки и техники. Генераторы прямого преобразования тепловой и химической энергии в электрическую; Т. 3).
20. Черкасский А. Х., Силин Л. Л. Термоэлектрические и фотоэлектрические

- генераторы. М.: ВИНТИ, 1972. 301 с. (Итоги науки и техники. Общие и теоретические вопросы электротехники. Новые источники тока; Т. 5).
21. *Wolshenbach H. S.* Solar array design handbook (The principles and technology of photovoltaic energy conversion). N. Y.: Van Nostrand Reinhold Co., 1980. 549 p. Рус. пер.: *Раушенбах Г.* Справочник по проектированию солнечных батарей / Под ред. М. М. Колтуна. М.: Энергоатомиздат, 1983. 357 с.
 22. *Крейдман Л. Б., Григорьева Г. М.* Солнечные батареи в условиях воздействия космической радиации. М.: ВИНТИ, 1979. 128 с. (Итоги науки и техники. Исслед. космич. пространства; Т. 13).
 23. *Колтун М. М.* Селективные оптические поверхности преобразователей солнечной энергии. М.: Наука, 1979. 215 с.
 24. *Голанский С.* Оптические иллюзии / Пер. с англ. К. А. Любарского. М.: Мир, 1967. 112 с.
 25. *Мосс Т.* Оптические свойства полупроводников / Под ред. В. С. Вавилова; Пер. с англ. М. М. Горшкова. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 304 с.
 26. *Субашинев В. К., Дубровский Г. Б., Кухарский А. А.* Определение оптических констант и концентрации свободных носителей тока в сильнолегированных полупроводниковых материалах по коэффициенту отражения.— ФТТ, 1964, т. 6, № 4, с. 1078—1081.
 27. *Briggs H. B.* Optical effects in bulk silicon and germanium.— *Phys. Rev.*, 1950, vol. 77, N 2, p. 287.
 28. *Dash W. C., Newman R.* Intrinsic optical absorption in single-crystal germanium and silicon at 77 K and 300 K.— *Phys. Rev.*, 1955, vol. 99, N 4, p. 115—1155.
 29. *Sturge M. D.* Optical absorption of GaAs between 0,6 and 2,75 ev.— *Phys. Rev.*, 1962, vol. 127, N 3, p. 768—773.
 30. *Davey I. E., Pankey T.* Structural and optical properties of thin GaAs films.— *J. Appl. Phys.*, 1964, vol. 35, N 7, p. 2203—2209.
 31. *Костюков Н. Ф., Концевой Ю. А.* Измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Металлургия, 1970. 432 с.
 32. *Смит Р.* Полупроводники: Пер. с англ. / Под ред. В. П. Жузе. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 467 с.
 33. *Мотт Н., Генри Р.* Электронные процессы в полных кристаллах: Пер. с англ. / Под ред. А. Ф. Иоффе. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 304 с.
 34. *Spitzer W. G., Fan H. V.* Determination of optical constants and carrier effective mass of semiconductors.— *Phys. Rev.*, 1957, vol. 106, N 5, p. 882—890.
 35. *Howarth L. E., Gilbert J. F.* Determination of free electron effective mass of *n*-type silicon.— *J. Appl. Phys.*, 1963, vol. 34, N 1, p. 236—237.
 36. *Колтун М. М., Колтун М. М., Ландсман А. П.* Исследование отражения сильнолегированного арсенида галлия в широком спектральном интервале.— Журн. прикл. спектроскопии, 1966, т. 5, вып. 6, с. 770—773.
 37. *Gardner E. E., Kappallo W., Gordon C. R.* Measurement of diffused semiconductor surface concentrations by infrared plasma reflection.— *Appl. Phys. Lett.*, 1966, vol. 9, N 12, p. 432—434.
 38. *Irvin J. C.* Resistivity of bulk silicon and of diffused layers in silicon.— *Bell. Syst. Techn. J.*, 1962, vol. 41, N 2, p. 387—394.
 39. *Кухарский А. А., Субашинев В. К.* Определение некоторых параметров сильнолегированных полупроводников по спектральному ходу коэффициента отражения.— ФТТ, 1966, т. 8, № 3, с. 753—757.
 40. *Кухарский А. А., Субашинев В. К., Ушакова М. Б.* О слое вырожденного электронного германия в гетеропереходах.— Физика и техника полупроводников, 1967, т. 1, № 2, с. 203—205.
 41. *Фин Х. В.* Инфракрасное поглощение в полупроводниках.— УФН, 1958, т. 64, с. 316—368.
 42. *Голанский С. М., Казан М. В., Колтун М. М.* Определение концентрации свободных носителей тока в сильнолегированном арсениде галлия по данным о спектральных оптических характеристиках.— Дистрон. техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы, 1967, вып. 0, с. 87—93.
 43. *Болгарев Б. В., Вершинин О. Е.* Определение спектральных коэффициентов

- диффузного отражения инфракрасной радиации от зачерненных поверхностей.— Оптика и спектроскопия, 1959, т. 6, вып. 4, с. 542—549.
44. *Колтун М. М., Кридинер Л. С.* Исследование температурной зависимости излучательной способности оптических покрытий.— Гелиотехника, 1974, № 4, с. 41—48.
 45. *Крылова Т. П., Соколова Р. С.* Насадка к спектрофотометру ИКС-12 для измерения коэффициента отражения.— Журн. оптико-мех. пром-сти, 1963, № 8, с. 28—32.
 46. *Друммер Л. Ф., Хасс Г.* Поглощение солнечного излучения и тепловое излучение напыленных покрытий.— В кн.: Физика тонких пленок / Под ред. Г. Хасса, Р. Э. Туна. М.: Мир, 1967, т. 2, с. 254—319.
 47. *Jones C. E., Hilton A. R.* The depth of mechanical damage in gallium arsenide.— *J. Electrochem. Soc.*, 1965, vol. 112, N 9, p. 908—911.
 48. *Головнер Т. М., Задде В. В., Зайцева А. К., Колтун М. М., Ландсман А. П.* Исследование мелких кремниевых *p-n*-переходов, полученных с помощью ионной бомбардировки фосфором.— Физика и техника полупроводников, 1968, т. 2, № 5, с. 720—726.
 49. *Малинова С. П., Одынец Л. Л.* Окисление кремниевых *p-n*-переходов.— Журн. физ. химии, 1965, т. 39, вып. 2, с. 531.
 50. *Rupprecht H., Schwutke G. H.* Effects of drift fields and field gradient on the quantum efficiency of photocells.— *J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 37, N 7, p. 2862—2866.
 51. *McDonald B., Goetzberger G.* Measurement of the depth of diffused layers in silicon by the grooving method.— *J. Electrochem. Soc.*, 1962, vol. 109, N 2, p. 141—144.
 52. *Gibbons J. F., El-Hoshy A., Manchester K. E., Vogel F. L.* Implantation profiles for 40-kev phosphorus ions in silicon single crystal substrates.— *J. Appl. Phys. Lett.*, 1966, vol. 8, N 2, p. 46—48.
 53. *Павлов П. В., Усков В. А., Зорин Е. И., Тетельбаум Д. П., Баранова А. С.* Исследование диффузии бора в кремний из слоя, легированного методом ионной бомбардировки.— ФТТ, 1966, т. 8, № 9, с. 2782—2784.
 54. *Зорин Е. И., Тетельбаум Д. И., Попов Ю. С., Границина З. К.* Изучение свойств поверхности основного слоя *n*-германия при бомбардировке ионами азота с энергией 40 кэВ.— ФТТ, 1964, т. 6, № 7, с. 2017—2021.
 55. *Fuller C. S., Ditzemberger J. A.* Diffusion of donor and acceptor elements in silicon.— *J. Appl. Phys.*, 1956, vol. 27, N 5, p. 544—553.
 56. *Болтаке Б. И.* Диффузия в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1961. 462 с.
 57. *Sato K., Ishikawa Y., Sugawara K.* Infrared interference spectra observed in silicon epitaxial wafers.— *Solid-State Electron.*, 1966, vol. 2, N 8, p. 771—781.
 58. *Фистуль В. И.* Сильно легированные полупроводники. М.: Наука, 1967. 415 с.
 59. А. с. № 258463. (СССР). Прибор для контроля качества полировки полупроводниковых пластины / Ю. А. Концевой, М. М. Колтун, А. П. Татаренков. Заяв. 23.02.67, № 1135427; Опубл. в В. И., 1970, № 1, с. 67.
 60. *Timmons M. L., Hutchby I. A., Bedair S. M., Simmons M.* The development of high efficiency cascade solar cells: an overview.— In: Proc. 16th Intersoc. Energy Convers. Eng. Conf., Atlanta (GA), Aug. 9—14, 1981. N. Y.: ASME, 1981, vol. 2, p. 1642—1644.
 61. *Вавилов В. С., Брицын К. И.* О квантовом выходе фотоионизации в кремнии.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 5, с. 1354—1355.
 62. *Вавилов В. С.* Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963. 264 с.
 63. *Wolf M.* Limitations and possibilities for improvement of photovoltaic solar energy converters. Pt I. Considerations for Earth's surface operation.— *Proc. IRE*, 1960, vol. 48, p. 1246—1263.
 64. *Лидоренко Н. С., Стребков Д. С.* Аномальный фотоэлектрический эффект.— Докл. АН СССР, 1974, т. 2, № 219, с. 325—329.
 65. *Saler B. L., Brandhorst H. W., Riley T. I., Hart R. E.* The multiple junction edge illuminated solar cell.— In: Rec. 10th IEEE Photovoltaic Spec. Conf., Palo Alto (Cal.), 1973. N. Y.: IEEE, 1974, p. 188—193.

66. Chadda T. B. S., Wolf M. Comparison of vertical multi-junction and conventional solar cell performance.— In: Rec. 10th IEEE Photovoltaic Spec. Conf., Palo Alto (Cal.), 1973. N. Y.: IEEE, 1974, p. 52—57.
67. Prince M. B. Silicon solar energy converters.— J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, N 4, p. 534—540.
68. Wolf M., Rauschenbach H. Series resistance effects on solar cell measurements.— Adv. Energy Convers., 1963, vol. 3, p. 455—479.
69. Shockley W. The theory of $p-n$ junctions in semiconductors and $p-n$ junction transistors.— Bell Syst. Techn. J., 1949, vol. 28, N 3, p. 435—489.
70. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. Carrier generation in $p-n$ junctions and $p-n$ junction characteristics.— Proc. IRE, 1957, vol. 45, N 8, p. 1228—1243.
71. Евдокимов В. М. Расчет последовательного и шунтирующего сопротивлений по вольтамперной характеристике солнечного элемента.— Гелиотехника, 1972, № 6, с. 16—22.
72. Poss B., Madigan I. R. Thermal generation of recombination centers in silicon.— Phys. Rev., 1957, vol. 108, N 6, p. 1428—1433.
73. Cereeth R., Fischer H., Link E. et al. Contribution to silicon solar cell technology.— Energy Convers., 1972, vol. 12, p. 103—107.
74. Графф К., Фишер Г. Время жизни носителей в кремнии и его влияние на характеристики солнечных элементов.— В кн.: Преобразование солнечной энергии: Вопросы физики твердого тела: Пер. с англ. / Под ред. М. М. Колтуна, В. М. Евдокимова. М.: Энергоиздат, 1982, с. 151—188.
75. Бордина Н. М., Васильев А. М., Зайцева А. К., Ландсман А. П. Влияние сопротивления растекания на нагрузочную характеристику кремниевых фотоэлементов с различными вариантами токоотводов.— Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 4, с. 727—735.
76. Бордина Н. М., Зайцева А. К. Выбор оптимальных размеров и нагрузки кремниевого фотоэлемента при различных вариантах токоотводов.— Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 7, с. 1356—1358.
77. Mandelkorn J., Lamneck J., Scrudder R. L. Design, fabrication and characteristics of new types of back surface field cells.— In: Rec. 10th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Palo Alto (Cal.), 1973. N. Y.: IEEE, 1974, p. 207—211.
78. Pat. 14116097 (Gr. Brit.). Solar Cell with Ta_2O_5 antireflective coating / J. Lindmayer, J. F. Allison. Appl. 30.05.73, N 25666/73; Publ. 03.12.75; МКИ H01L, НКИ Кл. Н1К.
79. Lindmayer J., Allison J. F. The violet cell: an improved silicon solar cell.— Comsat Techn. Rev., 1973, vol. 3, p. 1—22.
80. Евдокимов В. М. Влияние внутренних тянущих полей на КПД дрейфового полупроводникового фотоэлемента и элемента с переменной шириной заштрихованной зоны.— Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 7, с. 1314—1324.
81. Sumner R. L. The photoeffect in $p-n$ junction.— Phys. Rev., 1954, vol. 95, N 1, p. 16—21.
82. Loferski J. J. Theoretical considerations governing the choice of the optimum semiconductor for photovoltaic solar energy conversion.— J. Appl. Phys., 1958, vol. 27, N 7, p. 777—784.
83. Аббот Ч. Солнце: Пер. с англ. / Под ред. и с доп. проф. Е. Я. Перепелкина. М.; Л.: ОНТИ. Гл. ред. общетехн. лит., 1936. 462 с.
84. Wolf M. Drift fields in photovoltaic solar energy converter cells.— Proc. IEEE, 1963, vol. 51, p. 674—693.
85. Бир Г. Л., Лигус Г. Е. Влияние поверхностной рекомбинации на коэффициент полезного действия фотоэлемента с $p-n$ -переходом.— ЖТФ, 1957, т. 27, вып. 3, с. 467—472.
86. Loferski J. J., Wysocki J. J. Spectral response of photovoltaic cells.— RCA Rev., 1961, vol. 22, N 1, p. 38—56.
87. Jain G. C., Al-Rifai R. M. S. Effects of drift fields and field gradients on the quantum efficiency of photocells.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 2, p. 768—774.
88. Субашиев В. К. Определение рекомбинационных постоянных из спектраль-

- ных характеристик фотоэлемента с $p-n$ -переходом.— ФТТ, 1960, т. 2, № 2, с. 205—212.
89. Субашиев В. К., Дубровский Г. Б., Петрусевич В. А. Определение рекомбинационных постоянных и глубины залегания $p-n$ -перехода из спектральных характеристик фотоэлементов.— ФТТ, 1960, т. 2, № 8, с. 1978—1980.
90. Дубровский Г. Б. Определение основных параметров фотоэлементов с $p-n$ -переходом по спектральным характеристикам.— Завод. лаб., 1961, т. 27, № 10, с. 1233—1236.
91. Baicker J. A., Faughnan B. W. Radiation-induced changes in silicon photovoltaic cells.— J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, N 11, p. 3271—3280.
92. Бордина Н. М., Головнер Т. М. Определение диффузионной длины неосновных носителей в базе кремниевых фотопреобразователей.— Гелиотехника, 1977, № 1, с. 11—16.
93. Reynolds J. H., Meulenber A. Jr. Measurement of diffusion length in solar cells.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N 6, p. 2582—2592.
94. Wysocki J. J., Rappaport P., Davison E., Loferski J. J. Low-energy proton bombardment of GaAs and Si solar cells.— IEEE Trans. Electron Devices, 1966, vol. ED-13, N 4, p. 420—429.
95. Rozenzweig W. Radiation effects in silicon devices.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1965, vol. 12, N 5, p. 18—19.
96. Curtin D. J., Staller R. L. Review of radiation damage to silicon solar cells.— IEEE Trans. Aerospace and Electron Syst., 1975, vol. 11, N 4, p. 499—513.
97. Виноградова Е. В., Головнер Т. М., Городецкий С. М., Григорьева Г. М., Жидкова Е. В., Зайцева А. К., Крейнин Л. В. Спектральные характеристики фотопреобразователей с неравномерным распределением дефектов в базе.— Гелиотехника, 1978, № 1, с. 13—17.
98. Каган М. Б., Любашевская Т. Л. Определение рекомбинационных параметров и глубины залегания $p-n$ -перехода в полупроводниковых фотоэлементах.— Гелиотехника, 1968, № 4, с. 11—15.
99. Евдокимов В. М. Определение параметров неосновных носителей в полупроводниковых фотоэлементах по кривой спектральной чувствительности.— Гелиотехника, 1972, № 3, с. 32—38.
100. Gremmelmaier R. Irradiation of $p-n$ junctions with gamma-rays.— Proc. IRE, 1958, vol. 46, N 6, p. 1045—1049.
101. Rozenzweig W. Diffusion length measurement by means of ionizing radiation.— Bell Syst. Techn. J., 1962, vol. 41, N 5, p. 1573—1589.
102. Энштейн М. И. Спектральные измерения в электровакуумной технике. М.: Энергия, 1970. 144 с.
103. Дашевский З. М., Доброхотова М. Л., Емельянова Н. Л., Краснопольская И. А., Равич И. Я., Сбигнев И. В., Торонцева Т. П. Исследование свойств диэлектрических подложек для высокочувствительных пленочных термоэлектрических датчиков.— Электротехн. пром-сть. Сер. Физ. и хим. источники тока, 1982, № 4, с. 3—5.
104. Весельницкий И. М., Ипатьев Ю. Д., Ильин А. С., Фромберг А. Б. Термоэлементы типа РТН-16С, РТН-16Г, РТН-30 и РТН-30Г и их метрологическое обеспечение.— В кн.: Фотометрия и ее метрологическое обеспечение: Тез. докл. 3-й Всесоюз. науч.-техн. конф. 2—6 декабря 1979 г., Москва. М.: ВНИИОФИ, 1980, с. 49.
105. Агаев Э. И., Колтуна М. М., Костаненко А. Л. Исследование излучательной способности оптических поверхностей преобразователей солнечной энергии с помощью радиометра повышенной точности.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черноголовка, 17—19 февраля 1981 г. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 161—162.
106. Каган М. Б., Ландсман А. П., Чернов Я. И. Анализ спектральных и температурных характеристик фотоэлектрических преобразователей и выбор эффективных областей их применения.— Космич. исслед., 1966, т. IV, вып. 1, с. 128—136.
107. Wolf M. A new look at silicon solar cell performance.— Energy Convers., 1971, vol. 11, p. 63—73.

108. Казан М. Б., Колтун М. М., Ландсман А. П., Любашевская Т. Л. О возможности создания каскадных солнечных элементов.— Гелиотехника, 1968, № 1, с. 7—20.
109. Колтун М. М., Ландсман А. П. О возможности получения идеального спектрального распределения коэффициента отражения кремниевых фотоэлементов.— Оптика и спектроскопия, 1969, т. 26, вып. 4, с. 618—621.
110. Колтун М. М., Ландсман А. П. Исследование полупроводниковых фотопреобразователей, прозрачных в инфракрасной области солнечного спектра.— Журн. прикл. спектроскопии, 1971, т. 15, № 4, с. 753—755.
111. Колтун М. М., Матвеев В. П., Улишков В. А. Полупроводниковые фотоэлементы, прозрачные в длинноволновой области спектра за краем основной полосы поглощения.— Гелиотехника, 1973, № 5, с. 10—17.
112. Vedair S. M., Lamorte M. P. A two-junction cascade solar-cell structure.— Appl. Phys. Lett., 1979, vol. 34, N 1, p. 38—39.
113. Казан М. Б., Любашевская Т. Л. О новых возможностях построения и оптимизации каскадных солнечных элементов.— Гелиотехника, 1981, № 6, с. 7—15.
114. Moon R. L., James L. W., Van der Plas H. A. et al. Multigap solar cell requirements and the performance of AlGaAs and Si cells in concentrated sunlight.— In: Rec. 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Wash., 1978, N. Y.: IEEE, 1978, p. 859—867.
115. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Румянцев В. Д. 100%-ный внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в трехслойных светодиодах на основе системы AlAs—GaAs.— ФТП, 1975, т. 9, вып. 3, с. 462—469.
116. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Казан М. Б., Прогасов И. И., Трофим В. Т. Солнечные преобразователи на основе гетеропереходов $p\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-n-GaAs}$.— Физика и техника полупроводников, 1970, т. 4, № 12, с. 2378—2379.
117. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Далецкий Г. С., Казан М. Б., Лидоренко Н. С., Тучкевич В. М. Исследования по высокоэффективным гетерофотопреобразователям в системе GaAs—AlAs: Тр. Всемир. электротехн. конгр., 21—25 июня 1977 г., Москва. Секция 5 А. Докл. 04. М.: Информэлектро, 1977.
118. Субашин В. К., Педьяш Э. М. Энергетическая диаграмма реального кремниевого фотоэлемента.— ФТТ, 1960, т. 2, № 2, с. 213—220.
119. Васильев А. М. Влияние тянущего поля на коэффициент собирания кремниевого фотоэлемента.— Гелиотехника, 1967, № 3, с. 7—12.
120. Есдокимов В. М. Фототок в солнечных элементах с неоднородными встроенными полями.— Гелиотехника, 1972, № 5, с. 3—20.
121. Гаерилова И. П. Сравнение эффективности фотоэлементов со ступенчатым и экспоненциальным распределением примесей в легированном слое.— Гелиотехника, 1972, № 6, с. 23—28.
122. Гаерилова И. П., Есдокимов В. М., Колтун М. М., Матвеев В. П., Макарова Е. С. Полупроводниковые фотоэлементы повышенной эффективности с тянущим полем в легированной области.— Физика и техника полупроводников, 1974, т. 8, вып. 1, с. 119—124.
123. Ликс Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1965, с. 369—370.
124. Балман К. Материалы для солнечных элементов.— В кн.: Актуальные проблемы материаловедения: Пер. с англ./Под ред. Е. И. Гиваргизова, М. М. Колтуна. М.: Мир, 1982, вып. 1, с. 7—195.
125. Колтун М. М., Макарова Е. С., Гаерилова И. П. Распределение примесей в поверхностном слое кремния при диффузии фосфора через пористую окисную пленку.— Изв. АН СССР. Неорганич. матер., 1976, т. 12, вып. 2, с. 161—165.
126. Minacci I. A., Matthei K. W., Kirpatrick A. R., McGrosky A. Silicon solar cells with high open-circuit voltage.— In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980, N. Y.: IEEE, 1980, p. 93—96.
127. Nasby R. D., Fossum I. C. Characterisation of p^+n-n^+ BSF silicon concentrator solar cells.— In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980, N. Y.: IEEE, 1980, p. 419—422.

128. Van Overstraeten R., Nuyts W. Theoretical investigation of the efficiency of drift-field solar cells.— IEEE Trans. Electron. Devices, 1969, vol. ED-16, N 8, p. 632—641.
129. Usami A., Yamaguchi M. Lithium-doped drift-field radiation-resistant $p-n$ type silicon solar cells.— In: Rec. 11th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Scottsdale (Ariz.), 1975, N. Y.: IEEE, 1975, p. 13—18.
130. Baraona C. R., Brandhorst H. W. Analysis of epitaxial drift field n on p silicon solar cells.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976, N. Y.: IEEE, 1976, p. 9—14.
131. Четверикова Г. А. Фотопреобразователи на основе Si с тянущим полем в базе.— Гелиотехника, 1976, № 1, с. 15—18.
132. Колтун М. М., Арсенин В. В., Абдурахманов Б. М. Кремниевые солнечные элементы на эпитаксиальных структурах.— Гелиотехника, № 5, 1981, с. 87—91.
133. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М.: Атомиздат, 1969, 312 с.
134. Wysocki J. J. Role of lithium in damage and recovery of irradiated silicon solar cells.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, vol. 13, N 5, p. 168—173.
135. Mandelkorn J., Lamneck J. H. New electric field effect in silicon solar cells.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 10, p. 4785—4791.
136. Nes P. Increased output from silicon solar cells.— In: Rec. 8th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Seattle (Wash.), 1970, N. Y.: IEEE, 1970, p. 345—352.
137. Азимов К. С., Бордина Н. М., Григорьева Г. М., Крейнин Л. Б., Ландсман А. П. О фотоэлектрических характеристиках фотопреобразователей из высокоомного кремния.— Физика и техника полупроводников, 1973, т. 7, с. 2257—2260.
138. Palz W., Besson I., Nguyen Duy T., Vedel I. Review of CdS solar cell activities.— In: Rec. 10th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Palo Alto (Cal.), 1973, N. Y.: IEEE, 1974, p. 69—76.
139. Meulenbergh A., Curtin D. I., Cool R. W. Comparative testing of high efficiency silicon solar cells.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976, N. Y.: IEEE, 1976, p. 238—246.
140. Головнер Т. М., Лебедева А. А., Пенкина Н. В., Сиротенко Н. К. Влияние толщины слоя титана на отражательную способность кремниевых фотопреобразователей в ближней ИК-области.— Гелиотехника, 1982, № 2, с. 7—8.
141. Колтун М. М., Матвеев В. П. Полупроводниковые фотопреобразователи с теплоотражающими контактами.— В кн.: Преобразование и использование солнечной энергии. М.: Энерг. ин-т им. Г. М. Кржижановского, 1973, вып. 6, с. 61—67.
142. Далецкий Г. С., Казан М. Б., Колтун М. М., Кузнецов В. М. Разработка солнечных батарей для межпланетных автоматических станций «Венера-9», «Венера-10» и для программы «Луноход».— Гелиотехника, 1979, № 4, с. 3—9.
143. Бордина Н. М., Борисова Н. А., Далецкий Г. С., Заддэ В. В., Зайцева А. К., Ландсман А. П., Лерин В. А. Использование отраженного от Земли излучения для увеличения мощности солнечных батарей.— Космич. исслед., 1976, т. 14, № 2, с. 293—299.
144. Зайцева А. К., Федосеева О. П. Исследование возможности использования кремниевых фотопреобразователей с двухсторонней рабочей поверхностью.— В кн.: Полупроводниковые преобразователи солнечной энергии. М.: Изд-во АН СССР, 1961, с. 87—90. (Теплоэнергетика; Вып. 3).
145. Carpat J. I. Design of solar cells with two collecting junctions.— Europ. Space Res. Organization (ESRO): Techn. Note TN-3 (ESTEC), 1966, Nov., p. 25.
146. Бордина Н. М., Головнер Т. М., Заддэ В. В., Зайцева А. К., Ландсман А. П., Стрельцова В. И. Работа тонкого кремниевого фотопреобразователя при освещении его с двух сторон.— Гелиотехника, 1975, № 6, с. 10—19.
147. Chevalier Y., Duenas F., Chambouleyron J. A novel photovoltaic panel for low cost power.— In: Rec. 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Wash., 1978, N. Y.: IEEE, 1978, p. 738—743.
148. Рекант Н. Б., Шеклеин А. В. Расчет интегральных оптических характе-

- ристик материалов относительно солнечного спектра.— В кн.: Солнечные установки малой мощности: Материалы I Сов.-инд. семинара по солнеч. энергии. Москва, 29 июня — 13 июля 1979 г. М.: Энерг. ин-т им. Г. М. Кржижановского, 1980, с. 127—139.
149. Болтянский Г. А., Бордина Н. М., Далецкий Г. С., Ермаков В. Г., Заялин В. Р., Легин В. А., Холева М. Н. Испытание экспериментальной двухсторонней солнечной батареи на орбитальной станции «Салют-5». — Космич. исслед., 1980, т. 18, № 5, с. 812—814.
 150. Jenny D. A., Loferski J. J., Rappoport P. Photovoltaic effect in GaAs $p-n$ junctions and solar energy conversion.— *Phys. Rev.*, 1956, vol. 101, N 3, p. 1208—1209.
 151. Gremmelmaier R. GaAs-fotozelle.— *Ztschr. Naturforsch. A*, 1955, Bd. 10A, N 6, S. 501—507.
 152. Turner G. W., Fan I. C., Chapman R. L., Gale R. P. GaAs shallow homojunction concentrator solar cells.— In: *Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimmee (Fla)*, 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 151—155.
 153. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп: Пер. с англ./Под ред. Б. И. Болтакса. М.: Мир, 1967. 477 с.
 154. Казан М. Б., Ландсман А. П., Чернов Я. И. Фотоэлемент с расширенной спектральной чувствительностью.— Приборы и техника эксперимента, 1965, т. 19, № 3, с. 232—233.
 155. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Зимогорова Н. С., Третьяков Д. И. Фотоэлектрические свойства гетеропереходов $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$.— Физика и техника полупроводников, 1969, т. 3, № 11, с. 1633—1637.
 156. Hovel H. J. Solar cells for terrestrial application.— *Solar Energy*, 1977, vol. 19, N 6, p. 605—615.
 157. Woodall J. M., Hovel H. J. High efficiency $Ga_{1-x}Al_xAs-GaAs$ solar cells.— *Appl. Phys. Lett.*, 1972, vol. 21(1), N 7, p. 379—381.
 158. Hovel H. J., Woodall J. M. Theoretical and experimental evaluations of $Ga_{1-x}Al_xAs-GaAs$ solar cells.— In: *Rec. 10th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Palo Alto (Cal.)*, 1973. N. Y.: IEEE, 1974, p. 25—30.
 159. Hovel H. J., Woodall J. M. $Ga_{1-x}Al_xAs-GaAs$ $p-p-n$ heterojunction solar cells.— *J. Electrochem. Soc.*, 1973, vol. 120, N 9, p. 1246—1252.
 160. Андреев В. М., Казан М. Б., Любашевская Т. Л., Пуллер Т. А., Третьяков Д. И. Сравнение различных моделей гетеропреобразователей в системе $p-Al_xGa_{1-x}As-n-GaAs$ с точки зрения достижения максимальной эффективности.— Физика и техника полупроводников, 1974, т. 8, вып. 7, с. 1328—1334.
 161. Kamath G. S., Ewan I., Knechtli R. C. High efficiency and large area $GaAl/As-GaAs$ solar cells.— In: *Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La)*, 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 929—933.
 162. Johnston W. D., Callahan W. M. Vapor-phase-epitaxial growth, processing and performance of $AlAs-GaAs$ heterojunction solar cells.— In: *Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La)*, 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 934—938.
 163. Далецкий Г. С., Казан М. Б., Лидоренко Н. С., Рябиков С. В. Исследования по фотоэлектрическим преобразователям и солнечным батареям на основе сложных полупроводниковых материалов и гетероструктур.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф. Черноголовка, 17—19 февраля 1981. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 62—63.
 164. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Табаров Т. С. Преобразователи концентрированного солнечного излучения на основе плавных и резких гетероструктур в системе $Al-Ga-As$.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черноголовка, 17—19 февраля 1981. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 10—11.
 165. Casey H. C., Panish M. B. Composition dependence of the $Ga_{1-x}Al_xAs$ direct and indirect energy gap.— *J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, N 12, p. 4910—4912.

166. Алферов Ж. И., Андреев В. М. Перспективы фотоэлектрического метода преобразования солнечной энергии.— В кн.: Преобразование солнечной энергии/Под ред. Н. Н. Семенова. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 7—20.
167. Sahai R., Edwall D. D., Cory E., Harris J. S. High efficiency thin window $Ga_{1-x}Al_xAs-GaAs$ solar cells.— In: *Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La)*, 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 989—992.
168. Именков А. Н., Стамбулов А. А., Таурбаев Т. И., Царенков Б. В., Шорин В. Ф., Яковлев Ю. П. Высокоэффективные солнечные фотоэлектроды с тонким варизонным слоем.— Физика и техника полупроводников, 1978, т. 12, № 6, с. 948—951.
169. Калинин И. П., Алесковский В. Б., Симашкевич А. В. Эпитаксиальные пленки соединений $A^{IV}B^{VI}$. Л.: ЛГУ, 1978. 311 с.
170. Симашкевич А. В. Гетеропереходы на основе полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$. Кишинев: Штиинца, 1980. 155 с.
171. Reynolds D. C., Leies C., Antes L. L., Marburger R. E. Photovoltaic effect in cadmium sulfide.— *Phys. Rev.*, 1954, vol. 96, N 5, p. 533—534.
172. Shirland F. A. The history, design, fabrication and performance of CdS thin film solar cells.— *Adv. Energy Convers.*, 1966, vol. 6, p. 201—221.
173. Shiozawa L. R., Sullivan G. A., Augustine F. The mechanism of the photovoltaic effect in high efficiency CdS thin-film solar cells.— In: *Rec. 7th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Pasadena (Cal.)*, 1968. N. Y.: IEEE, 1968, p. 39—46.
174. Te Velde T. S. The production of the cadmium sulfide-copper sulfide solar cell by means of a solid-state reaction.— *Energy Convers.*, 1975, vol. 14, N 3/4, p. 111—115.
175. Burton L. S., Haake G. New type Cu_2S/CdS backwall solar cell.— In: *Rec. 10th IEEE Intersoc. Energy Conversion Conf., Newark (Del.)*, 1975. N. Y.: IEEE, 1975, p. 396—399.
176. Rothwarf A., Barnett A. M. Design analysis of the thin-film $CdS-Cu_2S$ solar cell.— *IEEE Trans. Electron Devices*, 1977, vol. ED-24, N 4, p. 381—387.
177. Егорова И. В. О фотогальваническом эффекте в системе $CdS-Cu_2S$.— Физика и техника полупроводников, 1968, т. 2, вып. 3, с. 319—323.
178. Карпенко И. В., Колтуна М. М., Тыквенко Р. И. Перспективы и проблемы развития тонкопленочных солнечных элементов на основе $A^{IV}B^{VI}$.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф. Черноголовка, 17—19 февраля 1981. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 39—40.
179. Amith A. Thin-film CdS/Cu_2S heterojunctions: Dark $I-V$ characteristics and heat treatment.— *J. Appl. Phys.*, 1979, vol. 50, N 2, p. 1160—1162.
180. Кантария Р. В., Пааелсу С. Ю. Энергетическая зонная диаграмма гетеропереходов $p-Cu_{2-x}S-n-CdS$.— Физика и техника полупроводников, 1978, т. 12, № 6, с. 1214—1217.
181. Комащенко В. И., Марченко А. И., Федорус Г. А. Тонкопленочные и керамические солнечные преобразователи на основе сульфида и селенида кадмия.— Гелиотехника, 1979, № 3, с. 15—21.
182. Vedel I., Castel E. Electrochemical determination of the copper sulfide composition: Application to $CdS-Cu_2S$ solar cells.— In: *Proc. Intern. Congr. «The Sun in the service of mankind»: The Section «The photovoltaic power and its application in space and on Earth»*. P., July 2—6, 1973. Breigny-sur-Orge: Cent. Nat. Etudes Spatiales, 1973, p. 199—205.
183. Савелли М., Буэно Дж. Проблемы создания фотоэлементов на основе Cu_2S/CdS .— В кн.: Преобразование солнечной энергии: (Вопросы физики твердого тела). Пер. с англ./Под ред. М. М. Колтуна, В. М. Евдокимова. М.: Энергоиздат, 1982, с. 189—226.
184. Mulder B. J. Optical properties of crystals of cuprous sulfides (chalococite, djurleite, $Cu_{1.9}S$ and digenite).— *Phys. status solidi(a)*, 1972, vol. 13, N 1, p. 79—88.
185. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дислер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 335 с.

186. *Bragagnolo J. A., Birkmire R. W., Phillips J. E.* Thin-film CdS/Cu₂S with high open-circuit voltage and low reflection losses.— In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980. N. Y.: IEEE, 1980, p. 1400—1401.
187. *Колтуна М. М., Разыкова М. А.* Электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов Cu₂S—Zn_xCd_{1-x}S.— Гелиотехника, 1982, № 2, с. 15—22.
188. *Loferski J. J., Shewchun J., Demeo E. A. et al.* Comparison of some properties of Cu₂S—CdS photovoltaic cells, in which different methods are used to prepare the (Cu₂S) layer.— In: Proc. Intern. Conf. on Solar Electricity, Toulouse, France, Mar. 1—5, 1976. Bretigny-sur-Orge: Cent. Nat. Etudes Spatiales, 1976, p. 317—324.
189. *Kasmerski L. L., White F. R., Morgan G. K.* Thin-film CuInSe₂—CdS solar cell.— Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, N 4, p. 268—270.
190. *Bachman K. J., Buehler E., Shay I. G., Wagner S.* Polycrystalline thin-film InP—CdS solar cell.— Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, N 2, p. 121—123.
191. *Константинова Е. М., Стратиева П. Р., Кышев С. К., Васильев Л. В.* Фотоэлементы на основе гетеропереходов в системе полукристаллический сульфид кадмия — теллурид хрома.— Гелиотехника, 1982, № 2, с. 23—25.
192. *Крупик М. И., Мелников Э. Я., Кук П. Л., Карпенко И. В., Пучкова К. И.* Химические pulverизированные пленки CdS и CdZnS для преобразователей солнечной энергии.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черноголовка, 17—19 февраля 1981 г. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 44—45.
193. *Акрамов Х. Т., Умаров Г. Я., Разыков Т. М.* Влияние термообработки на некоторые свойства тонкопленочного гетероперехода Cu_xS—CdS.— Гелиотехника, 1975, № 6, с. 3—7.
194. *Азимов С. А., Мирсагапов Ш. А., Расулов Д. Т.* Фотоэлектрические свойства пленочных p—CdTe—n—CdS гетеропереходов.— Гелиотехника, 1978, № 3, с. 18—24.
195. *Carlson D. E.* An overview of amorphous silicon solar cell development.— In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980. N. Y.: IEEE, 1980, p. 291—297.
196. *Madan A., Ovshinsky S. R., Czubyti W., Shur M.* Some electrical and optical properties of α—Si : F : H alloys.— J. Electron. Mater., 1980, vol. 9, N 2, p. 385—407.
197. *Carlson D. E.* Amorphous silicon cell development.— In: Proc. Photovolt. Adv. and Res. Annu. Rev. Meet., Denver (Col.), Sept. 17—19, 1979. Golden (Col.): SERI, 1979, p. 113—119.
198. *Namakawa I., Okamoto H., Nitta Y.* Optimum design and device physics of the horizontally multilayered high voltage solar cells produced by plasma deposited amorphous silicon.— In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980. N. Y.: IEEE, 1980, p. 1074—1079.
199. *Carlson D. E., Wronsky C. R., Triano A. R., Daniel R. E.* Solar cells using Schottky barriers on amorphous silicon.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 893—897.
200. *Tong B. Y., John P. K., Wong S. K., Chik K. R.* Highly stable, photosensitive evaporated amorphous silicon films.— Appl. Phys. Lett., 1981, vol. 38, N 10, p. 789—790.
201. *Литовченко В. Г., Попов В. Г.* Исследование свойств гидрогенизированного аморфного кремния методом спектральных характеристик конденсаторной фото-ЭДС.— Физика и техника полупроводников, 1982, т. 16, вып. 4, с. 734—738.
202. *Pankove J. I., Wu C. P., Magee G. W., McGinn J. T.* Laser annealing of hydrogenated amorphous silicon.— J. Electron. Mater., 1980, vol. 9, N 5, p. 905—912.
203. *Акимченко И. П., Вавилов В. С., Дымова Н. Н.* Подавление эффекта Стеблера — Вронского в аморфном гидрогенизированном кремнии при полной имплантации галлия и мышьяка.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 33, вып. 9, с. 448—451.

204. *Okamoto H., Nitta Y., Adachi T., Namakawa Y.* Glow discharge produced amorphous silicon solar cells.— Surface Sci., 1979, vol. 86, p. 486—491.
205. *Carlson D. E.* Amorphous thin-films for terrestrial solar cells: Proc. 28th Nat. Symp. Amer. Vacuum Soc., Anaheim (Cal.), 2—6 Nov. 1981. Pt 1.— J. Vac. Sci. and Technol., 1982, vol. 20, N 3, p. 290—295.
206. *Scott-Monck J., Stella P.* Factors governing photovoltaic technology transfer: Terrestrial to space.— J. Energy, 1982, vol. 6, N 1, p. 16—19.
207. *Young R. T., Wood R. F., Christie W. H.* Laser processing for high-efficiency Si solar cells.— J. Appl. Phys., 1982, vol. 53, N 2, p. 1178—1189.
208. *Казан М. Б., Королева Н. С., Нуллер Т. А.* Солнечные элементы на основе эпитаксиальных пленок арсенида галлия.— Гелиотехника, 1970, № 2, с. 28—32.
209. *Бордина Н. М., Казан М. Б., Летин В. А., Любашевская Т. Л., Нуллер Т. А.* Исследование параметров GaAlAs—GaAs солнечных элементов, предназначенных для работы в условиях двухстороннего освещения.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черноголовка, 17—19 февраля 1981 г. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 16—17.
210. *Gale R. P., Tsaor B. Y., Fan I. C. et al.* GaAs Shallow-homojunction solar cells on epitaxial Ge grown on Si substrates.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimmee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 1051—1055.
211. *Бендерский В. А., Федоров М. И., Усов Н. И.* Квантовый выход барьерного фотоэффекта в слоях фталоцианина.— Докл. АН СССР, 1968, т. 183, № 5, с. 1117—1119.
212. *Louffy R. O., Sharp I. H., Hsiao C. K., Ho R.* Phthalocyanine organic solar cells: Indium/X-metal free phthalocyanine Schottky barriers.— J. Appl. Phys., 1981, vol. 52, N 8, p. 5218—5230.
213. *Борисов А. Ю.* Фотосинтез — путь к солнечной энергетике.— В кн.: Преобразование солнечной энергии / Под ред. акад. Н. Н. Семенова. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 138—142.
214. *Гершпер Х.* Фотоэлектролиз под действием солнечного излучения при использовании полупроводниковых электродов.— В кн.: Преобразование солнечной энергии: (Вопросы физики твердого тела): Пер. с англ. / Под ред. М. М. Колтуна, В. М. Евдокимова. М.: Энергоиздат, 1982, с. 106—150.
215. *Милнс А., Фойлт Д.* Гетеропереходы и переходы металл — полупроводник: Пер. с англ. / Под ред. В. С. Вавилова. М.: Мир, 1975. 432 с.
216. *Стриха В. И.* Теоретические основы работы контакта металл — полупроводник. Киев: Наук. думка, 1974. 263 с.
217. *Фабр Е., Тижбург Р.* Солнечные элементы с гетеропереходом In₂O₃(n⁺)—Si(p).— В кн.: Солнечная энергетика: Пер. с англ. и франц. / Под ред. Ю. Н. Малевского, М. М. Колтуна. М.: Мир, 1979, с. 261—266.
218. *Агнихогори О. П., Гунта В. К.* Селективные поверхности солнечных установок: Пер. с англ. / Под ред. М. М. Колтуна. М.: Мир, 1984. 312 с.
219. *Anderson W. A., Delahoy A. E., Milano R. A.* Thin metal films as applied to Schottky solar cells: Optical studies.— Appl. Opt., 1976, vol. 15, N 6, p. 1621—1625.
220. *Арсенин В. В., Колтуна М. М., Кулагин А. И.* Исследование оптических характеристик солнечных элементов на основе структуры металл—окисел—полупроводник.— Гелиотехника, 1980, № 3, с. 72—74.
221. *Малик А. И., Манассон В. А., Баранюк В. В.* О роли туннельно-тонкого диэлектрика в солнечных преобразователях со структурой окисел металла—кремний.— Гелиотехника, 1981, № 3, с. 72—74.
222. *Зинец О. С., Кильчицкая С. С., Стриха В. И.* Влияние промежуточного слоя на характеристики солнечных элементов с барьером Шоттки.— Гелиотехника, 1982, № 1, с. 15—19.
223. *Малик А. И., Баранюк В. А., Манассон В. А.* Улучшенная модель солнечных преобразователей на основе структуры In₂O₃/SnO₂—SiO_x—n—Si.— Гелиотехника, 1980, № 1, с. 3—4.
224. *Saucedo Em., Mimila-Arroyo I.* A 14% efficiency SnO_x—SiO₂—n—Si Solar

- Cell.—In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980. N. Y.: IEEE, 1980, p. 1370—1375.
225. Гильман Б. И., Касаткин В. В., Сорокин Ю. В., Скоков Ю. В., Закс М. Г. Характеристики кремниевых фотопреобразователей с инверсионным слоем.— Гелиотехника, 1978, № 3, с. 31—38.
226. Hovel H. J. Solar cell for terrestrial applications.— Solar Energy, 1977, vol. 19, N 6, p. 605—615.
227. Shang-Yi-Chiang, Garbajal B. G., Wakefield G. F. Thin tandem junction solar cell.—In: Rec. 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Wash., 1978. N. Y.: IEEE, 1978, p. 1290—1293.
228. Tarr N. G., Pulfrey D. L., Hes P. A. Induced back surface field and MISIM solar cells on *p*-Si Substrates.—In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimmee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 1409—1411.
229. Stirn R. J., Voh V. C. M. A 15% efficient antireflection-coated metal-oxide-semiconductor solar cell.— Appl. Phys. Lett., 1975, vol. 27, N 2, p. 95—98.
230. Burk D., Shewchun J., Spitzer M. et al. Semiconductor-insulator-semiconductor (SIS) solar cells: Indium-tin-oxide on silicon.—In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980. N. Y.: IEEE, 1980, p. 1376—1383.
231. Feng T., Ghosh A. K., Muruska H. P., Eustace D. I. On stability of $\text{SnO}_2/n\text{-Si}$ and $\text{ITO}/n\text{-Si}$ solar cells.—In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimmee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 1412—1417.
232. Storti G. M. The fabrication of 17% AM1 efficient semicrystalline silicon solar cell.—In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimmee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 442—445.
233. Emlage P. R. Electrical conduction and the photovoltaic effect in semiconductors with position-dependent band gap.— J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, N 6, p. 1950—1960.
234. Лидоренко Н. С., Евдокимов В. М. Состояние и перспективы развития фотоэлектрического метода преобразования.— В кн.: Преобразование солнечной энергии / Под ред. акад. Н. Н. Семенова. Черногоровка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 20—27.
235. Евдокимов В. М., Лисовский Ю. Л., Милованов А. Ф., Стребков Д. С. Некоторые новые теоретические модели и перспективы повышения КПД фотопреобразователей.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черногоровка, 17—19 февраля 1981 г. Черногоровка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 68—69.
236. Hovel H. J. Novel materials and devices for sunlight concentrating systems.— IBM J. Res. and Develop., 1978, vol. 22, p. 112—121.
237. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Арипов Х. К., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д. Модель автономной солнечной установки с гетерофотоэлементами и концентраторами излучения.— Гелиотехника, 1981, № 2, с. 3—6.
238. Guazoni G. E. High temperature spectral emittance of oxides of erbium, samarium, neodymium and ytterbium.— Appl. Spectrosc., 1972, vol. 26, N 1, p. 60—65.
239. Kim C. W., Swartz P. J. A *p-i-n* thermophotovoltaic diode.— IEEE Trans. Electron Devices, 1969, vol. ED-16, N 7, p. 657—663.
240. Васильев А. М., Головнер Т. М., Ландсман А. П., Лидоренко Н. С. Оптические характеристики кремниевых фотоэлементов и КПД термофотоэлектрического преобразователя.— Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, № 6, с. 1079—1093.
241. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Трухан М. К. Эффективная инжекционная люминесценция электронно-дырочной плазмы в структурах с двумя гетеропереходами.— Физика и техника полупроводников, 1974, т. 8, вып. 3, с. 561—565.
242. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Егоров Б. В., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д., Федорова О. М. Высокоэффективные солнечные элементы с промежуточным преобразованием излучения, предназначенные для ра-

- боты с концентраторами светового потока.— Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 4, с. 1128—1130.
243. Bedair S. M., Phatak S. B., Timmons M. et al. Recent progress in the development of the cascade solar cell.—In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980. N. Y.: IEEE, 1980, p. 337—340.
244. Miller D. L., Zehr S. W., Harris J. S. GaAs-AlGaAs tunnel junctions for multigap cascade solar cells.— J. Appl. Phys., 1982, vol. 53, N 3, p. 744—748.
245. Maden G. W., Backus Ch. E. Increased photovoltaic conversion efficiency through use of spectrum splitting and multiple cells.—In: Rec. 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Wash., 1978. N. Y.: IEEE, 1978, p. 853—857.
246. Cape J. A., Harris J. S., Sahai R. Spectrally split tandem converter studies.—In: Rec. 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Wash., 1978. N. Y.: IEEE, 1978, p. 881—885.
247. Уманский Я. Ф. Рентгенография металлов и полупроводников. М.: Металлургия, 1969. 496 с.
248. Палатник Л. С., Сорокин В. К. Основы пленочного полупроводникового материаловедения. М.: Энергия, 1973. 295 с.
249. Головнер Т. М., Казан М. Б., Любашевская Т. Л., Нуллер Т. А., Холева М. П. Исследование эффективности гетерофотопреобразователей $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-n-GaAs}$ с помощью оптических измерений и спектров фотолюминесценции.— Гелиотехника, 1976, № 3, с. 12—17.
250. Антошин М. К., Карпенко И. В., Коваль О. И., Колгуи М. М., Петров В. И., Степанович М. А. Растровая электронная микроскопия фотоэлементов на основе сульфида кадмия.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, № 6, с. 1290—1293.
251. Казан М. Б., Ландсман А. П., Чернов Я. П. Фотоэлектрические свойства *p-n*-переходов на основе диффузионных монокристаллических слоев фосфида галлия.— Физика и техника полупроводников, 1967, т. 1, вып. 9, с. 1335—1341.
252. Кузарский А. А., Субашиев В. К., Ушакова М. Б. О слое вырожденного электронного германия в гетеропереходах.— Физика и техника полупроводников, 1967, т. 1, вып. 2, с. 203—205.
253. Stofel E., Joslin D. Low-energy proton damage to silicon solar cells.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, vol. 17, N 6, p. 250—255.
254. Григорьева Г. М., Крейнин Л. Б., Ландсман А. П. Действие космической радиации на солнечные элементы.— Гелиотехника, 1971, № 5, с. 3—17.
255. Goldhammer L. J., Slifer L. W. ATS-6 solar cell flight experiment through 2 years on orbit.—In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 199—207.
256. Crabb R. L., Bassnett D. Photon induced degradation of electron and proton irradiated silicon solar cells.—In: Rec. 10th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Palo Alto (Cal.), 1973. N. Y.: IEEE, 1974, p. 396—403.
257. Fisher H., Pshunder W. Investigation of photon and thermal induced changes in silicon solar cells.—In: Rec. 10th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Palo Alto (Cal.), 1973. N. Y.: IEEE, 1974, p. 404—411.
258. Pshunder W., Fischer H. Influence of silicon impurity content on photon induced variation of solar cell parameters after particle irradiation.—In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 270—275.
259. Weizer V. G., Brandhorst H. W., Broder J. D. et al. Photon degradation effects in terrestrial solar cells.—In: Rec. 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Wash., 1978. N. Y.: IEEE, 1978, p. 1327—1332.
260. Cheng L. J., Turner G. B., Downing R. G. et al. Mechanisms of photon-induced changes in silicon solar cell parameters.—In: Rec. 13th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Wash., 1978. N. Y.: IEEE, 1978, p. 1333—1336.
261. Тугане И. Ф. Электронно-микроскопическое исследование проводящих слоев SnO_2 —ФТТ, 1965, т. 7, с. 276—278.
262. Тугане И. Ф., Хаав А. А. Электронно-микроскопическое исследование струк-

- туры тонких сублимированных слоев ZnS.— Изв. вузов. Физика, 1967, № 1, с. 154—155.
263. *Ребане К.-С. К., Тугане И. Ф.* Образование тонких пленок ZnS на сколах монокристаллов NaCl в вакууме.— Изв. вузов. Физика, 1970, № 6, с. 140—141.
264. *Ефременкова В. М., Егорова И. В., Юрасова В. Е.* Структура и свойства фоточувствительных слоев CdS, полученных методом катодного распыления.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, т. 32, № 7, с. 1242—1246.
265. *Седов Н. И., Спивак Г. В., Дюков В. Г.* Измерение распределения потенциала в *p-n*-переходе при помощи эмиссионного электронного микроскопа.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, т. 32, № 9, с. 1179—1183.
266. *Shea S. P., Partain L. D.* Effect of heat treatment on the minority carrier diffusion lengths and junction collection factor in Cu₂S/CdS solar cells: Тр. Всемир. электротехн. конгр. 21—25 июня 1977 г., Москва. Секция 5 А, докл. 18. М.: Информэлектро, 1977.
267. *Кораблев В. В.* Электронная спектроскопия поверхности твердого тела.— В кн.: Электроника и ее применение. М.: ВИНТИ, 1980, т. 12, с. 3—42. (Итоги науки и техники).
268. *Зигман К., Нордлинг К., Фальман А.* Электронная спектроскопия: Пер. с англ. / Под ред. И. Б. Боровского. М.: Мир, 1971, 493 с.
269. *Колтун М. М., Кузнецов Ю. М., Рау Э. И., Сасов Г. В., Спивак Г. В., Хвастунова Н. М.* Растровая электронная микроскопия кремниевых фотопреобразователей.— Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т. 1, вып. 10, с. 70—79.
270. *Антошин М. К., Елисеев В. Б., Карпенко И. В., Коваль О. И., Колтун М. М., Пучкова К. И., Степович М. А.* Растровая электронная микроскопия фотоэлементов на основе сульфида кадмия.— В кн.: XI Всесоюзная конференция по электронной микроскопии. Таллин, 17—19 октября 1979 г.: Тез. докл. М.: Наука, 1979, т. 1. Физика, с. 56.
271. *Lojerski J. J., Shewchun J., DeMeo E. A. et al.* Characteristics of chalcocite (Cu₂S) films produced by different methods and some properties of solar cells made from such films.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 496—501.
272. *Карелин Н. М., Кусакин С. И., Литвинов Ю. М., Рау Э. И., Спивак Г. В.* Исследование электрически активных дефектов в пластине кремния с помощью РЭМ.— Микроэлектроника, 1980, т. 9, вып. 1, с. 48—53.
273. *Мартинуцы С., Кабин-Брути Ф., Кабо Т., Франко А., Кампионис Ж.* Солнечные элементы на основе двухслойной системы CdS—CdZnS с верхним слоем Cu₂S.— В кн.: Солнечная энергетика: Пер. с англ. и фр. / Под ред. Ю. Н. Малевского. М. М. Колтуна. М.: Мир, 1979, с. 332—342.
274. *Lander J. J.* Auger peaks in the energy spectra of secondary Electrons from various materials.— Phys. Rev., 1953, vol. 91, N 6, p. 1381—1387.
275. *Harris L. A.* Analysis of materials by electron-excited auger electrons.— J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 3, p. 1419—1427.
276. *Дорожкин А. А., Петров Н. П.* Оже-электроны при ионном облучении химических соединений.— Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т. 1, вып. 9, с. 65—70.
277. *Горюнов Н. И., Григорьян В. Г.* Телевизионный сканирующий микроскоп для выявления дефектов полупроводниковых приборов.— Электрон. техника. Сер. 12. Управление качеством и стандартизация, 1974, вып. 3(9), с. 78—83.
278. *Григорьян В. Г.* Растровый оптический микроскоп — новое устройство для контроля качества поверхности полупроводниковых приборов.— Электрон. пром-сть, 1972, вып. 7(13), с. 42—44.
279. *Martin M., Williams H.* Optical scanning of silicon wafer for surface contaminations.— Electron-opt. Syst. Design, 1980, Sept., p. 45—49.
280. *Максимов А. С., Ормонт А. Б.* Изучение ионно-интерфейсных областей на поверхности кремниевых *p⁺-n*-структур с помощью растрового оптического микроскопа.— Микроэлектроника, 1980, т. 9, вып. 2, с. 155—159.

281. *Allison J. F., Arndt R. A., Meulenbergh H. A.* Comparison of the Comsat violet and non-reflective cells.— In: Rec. 10th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Palo Alto (Cal.), 1973. N. Y.: IEEE, 1974, p. 1038—1041.
282. *Бордина Н. М., Зайцева А. К., Марасанова Э. А., Полисан А. А.* Кремниевые фотопреобразователи с текстурированной поверхностью и их свойства.— Гелиотехника, 1982, № 3, с. 6—11.
283. *Morosov D. Kh., Ryabova T. Ja., Tsetlin V. V.* Some aspects of active shielding against the radiation in space.— Sci. Rep. CERN, 1971, N 16/1, p. 501—507.
284. *Абдуллин А. А., Артамонова Г. И., Колтун М. М., Лезихин А. И., Павлушина Т. К., Редько В. И., Цетлин В. В., Эмишян М. С.* Защитные свойства диэлектрических материалов с объемным зарядом.— В кн.: III Всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, Тбилиси, 27—29 октября 1981 г.: Тез. докл. Тбилиси: Ин-т прикл. математики Тбил. гос. ун-та, 1981, с. 74.
285. *Цетлин В. В.* Об особенностях обратного отражения быстрых электронов от высокоомных диэлектрических материалов.— В кн.: III Всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, Тбилиси, 27—29 октября 1981 г.: Тез. докл. Тбилиси: Ин-т прикл. математики Тбил. гос. ун-та, 1981, с. 104.
286. *Холланд Л.* Нанесение тонких пленок непарепием в вакууме: Пер. с англ. / Под ред. Н. В. Васильченко. М.: Госэнергоиздат, 1963, 608 с.
287. *Суйковская Н. В.* Химические методы получения тонких прозрачных пленок. Л.: Химия, 1971, 198 с.
288. *Mardesich N.* Solar cell efficiency enhancement by junction etching and conductive AR coating processes.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimmee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 446—449.
289. *Колтун М. М., Матвеев В. П., Агаев Э. А.* Двухслойное просветление кремниевых фотоэлементов.— Гелиотехника, 1982, № 5, с. 36—38.
290. *Колтун М. М., Головиер Т. М.* Просветление кремниевых фотоэлементов.— Оптика и спектроскопия, 1966, т. 21, № 5, с. 630—637.
291. *Кокс Дж. Т., Хасс Г.* Просветляющие покрытия для видимой и инфракрасной областей спектра.— В кн.: Физика тонких пленок / Под ред. Г. М. Хасса. М.: Мир, 1967, т. 2, с. 186—253.
292. *Гребенщиков И. В., Власов А. Г., Непорент Б. С., Суйковская Н. В.* Просветление оптики.— М.: Гостехиздат, 1946, 212 с.
293. *Heavens O. S.* Optical properties of thin solid films. L.: Butterworths, 1955, 261 p.
294. *Розенберг Г. В.* Оптика тонкослойных покрытий. М.: Физматгиз, 1958, 570 с.
295. *Бернинг П. Х.* Теория и методы расчета оптических свойств тонких пленок.— В кн.: Физика тонких пленок / Под ред. Г. Хасса. М.: Мир, 1967, т. 1, с. 51—151.
296. *Колтун М. М.* Многослойное просветление приемной поверхности полупроводниковых фотоэлементов.— Гелиотехника, 1969, № 4, с. 14—17.
297. *Тыквенко Р. И., Колтун М. М., Матвеев В. П., Серх Л. С.* Использование тонких пленок для просветления полупроводниковых пленочных фотоэлементов и защиты *p-n*-перехода при создании контакта.— В кн.: Тонкие пленки и их применение: Материалы II респ. конф., Вильнюс, 2 декабря 1968 г. Вильнюс: Изд-во АН ЛитССР, 1969, с. 201—202.
298. *Lindmayer J., Wrigley S.* A new lightweight solar cell.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 53—54.
299. *Колтун М. М., Гаврилова И. П.* Просветление металлизированной поверхности солнечных элементов и тепловых коллекторов.— Гелиотехника, 1982, № 4, с. 44—48.
300. *Колтун М. М., Гаврилова И. П.* Определение параметров просветляющих покрытий для солнечных элементов с гетероструктурами.— Журн. прикл. спектроскопии, 1984, т. 41, № 5.
301. *Лидоренко И. С., Рябиков С. В., Далецкий Г. С., Козлов А. И., Колтун М. М., Матвеев В. П., Никифорова М. В.* Оптимизация оптических и теплофизиче-

- ских характеристик покрытий для электромагнитно-чистых солнечных батарей.— Гелиотехника, 1983, № 1, с. 3—5.
302. *Wolf M.* Solar energy residential system modelling.— In: Proc. Intern. Congr. «The Sun in the service of mankind»: The Section «The photovoltaic power and its application in space and on the Earth», P., July 2—6, 1973. Brestigny-sur-Orge: Cent. Nat. Etudes Spatiales, 1973, p. 463—476.
303. *Boer K. W.* Direct solar energy conversion for terrestrial use.— J. Environ. Sci., 1974, vol. 17, N 1, p. 8—14.
304. *Колтун М. М., Гаврилова И. П.* Оптимизация электрических и оптических характеристик кремниевых фотоэлементов, предназначенных для фототермических преобразователей концентрированного солнечного излучения.— Гелиотехника, 1978, № 1, с. 3—12.
305. *Колтун М. М., Гаврилова И. П., Коленкин М.* Кремниевые фотоэлементы с многослойными селективными покрытиями.— Журн. прикл. спектроскопии, 1982, т. 37, № 2, с. 340—343.
306. *Колтун М. М., Марсеев В. П., Гаврилова И. П.* Фототермические коллекторы солнечного излучения.— Гелиотехника, 1980, № 5, с. 3—11.
307. *Колтун М. М., Газиев У. Х., Файзиев Ш. А.* Исследование стеклянной и полимерной изоляции гелиоустановок.— Гелиотехника, 1975, № 1, с. 42—48.
308. *Колтун М. М., Файзиев Ш. А.* Оптические теплоотражающие покрытия, наносимые испарением в вакууме.— Опт.-мех. пром-сть, 1975, № 7, с. 39—41.
309. *Кудряшова М. Д.* Новые селективные покрытия для коллекторных поверхностей гелиоустановок.— Гелиотехника, 1969, № 4, с. 47—56.
310. *Колтун М. М.* Многослойное черное зеркало.— Журн. прикл. спектроскопии, 1970, т. 12, вып. 2, с. 350—352.
311. *Гухман Г. А., Колтун М. М.* Селективные покрытия для тепловых преобразователей солнечной энергии.— Гелиотехника, 1983, № 4, с. 3—5.
312. *Серафин Б. О.* Селективные оптические поверхности и их роль в фототермическом преобразовании солнечной энергии.— В кн.: Преобразование солнечной энергии: (Вопросы физики твердого тела): Пер. с англ./Под ред. М. М. Колтуна, В. М. Евдокимова. М.: Энергоиздат, 1982, с. 8—55.
313. *Колтун М. М., Рябова Л. А., Агаев Э. А.* Селективные оптические покрытия на основе черных окисных пленок кобальта, полученных методом пиролиза.— Гелиотехника, 1982, № 6, с. 28—30.
314. *Choudhury S., Sehgal H. K.* Black cobalt selective coatings by spray pyrolysis for photothermal conversion of solar energy.— Solar Energy, 1982, vol. 28, N 1, p. 25—31.
315. *Кудряшова М. Д.* Механическая обработка коллекторных поверхностей гелиоустановок для получения повышенной селективности оптических свойств.— Гелиотехника, 1969, № 5, с. 36—39.
316. *Charman L. R., Vaneman G. L.* Solar collector based on whiskershaped oxides, grown on metallic substrates.— Solar Energy, 1982, vol. 28, N 1, p. 77—79.
317. *Палатник Л. С., Тартаковская И. Х., Ковалева О. И.* Стабильные селективные покрытия на основе низковакуумных конденсатов металлов.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черногоровка, 17—19 февраля 1981 г. Черногоровка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 213—214.
318. *Палатник Л. С., Тартаковская И. Х., Ковалева О. И., Черемской П. Г., Деревянченко А. С.* Структурные особенности высокопоглощающих вакуумных пленочных материалов на основе алюминия.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черногоровка, 17—19 февраля 1981 г. Черногоровка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 214—215.
319. *Melamed L.* Survey of selective absorber coatings for solar energy technology.— J. Energy, 1977, vol. 1, N 2, p. 100—107.
320. А. с. № 868282 (СССР). Многослойные селективные покрытия для солнечных коллекторов / М. М. Колтун, Г. А. Гухман, Ю. Н. Малевский, Н. Г. Милевская, М. Д. Кудряшова, В. С. Спявский, К. И. Макарова, Г. Т. Эйдина, Заявл. 13.12.79, № 2852908; Опубл. в Б. И., 1981, № 36, с. 145.
321. *Колтун М. М., Гухман Г. А., Спявский В. С., Милевская Н. Г., Эйдина*

- ва Г. Т., Макарова К. И.* Селективные покрытия для теплоприемных поверхностей плоских солнечных коллекторов из сплава АД1.— Технология лег. сплавов, 1982, № 1, с. 58—61.
322. *Гухман Г. А., Колтун М. М., Малик А. П., Умарова М. И.* Двухслойное покрытие для тепловых солнечных коллекторов, полученное методом гидролиза.— Гелиотехника, 1983, № 5, с. 37—38.
323. *Колтун М. М., А Файзиев Ш. А.* Использование прозрачных теплоотражающих покрытий в преобразователях солнечной энергии.— Гелиотехника, 1977, № 1, с. 28—31.
324. *Колтун М. М., Гаврилова И. П.* Оптимизация оптических характеристик многослойных селективных покрытий.— Журн. прикл. спектроскопии, 1981, т. 34, вып. 4, с. 749—751.
325. *Колтун М. М., Гаврилова И. П.* Оптические характеристики селективных покрытий тепловых коллекторов солнечного излучения.— Гелиотехника, 1982, № 3, с. 35—39.
326. *Шкляревский И. П., Падалка В. Г.* Измерение оптических постоянных меди, золота и никеля в инфракрасной области спектра.— Оптика и спектроскопия, 1959, т. 6, № 1, с. 78—83.
327. *Roberts S.* Optical properties of nickel and tungsten and their interpretation according to Drude's formula.— Phys. Rev., 1959, vol. 114, N 1, p. 104—115.
328. *Lushiko E. M., O'Shea K. R.* Ellipsometry in the study of selective radiation-absorbing surfaces.— Solar Energy, 1977, vol. 19, N 3, p. 271—276.
329. *Колтун М. М., Молчанова В. П., Юнец Ф. Р., Гаврилова И. П.* Исследование характеристик электрохимических покрытий коллекторов солнечной радиации.— Гелиотехника, 1979, № 6, с. 84—85.
330. *Okuyama M., Furusawa K., Yamakawa Y.* Ni cermet selective absorbers for solar photothermal conversion.— Solar Energy, 1979, vol. 22, N 6, p. 479—482.
331. *Колтун М. М., Гаврилова И. П.* Влияние спектрального состава солнечного излучения на параметры оптически селективной поглощающей поверхности.— Журн. прикл. спектроскопии, 1984, т. 41, № 5, с. 849—852.
332. *Thekaekara M. P.* Extraterrestrial solar irradiance.— In: Solar cells. N. Y.: IEEE, 1976, p. 2.
333. *Brandhorst H., Hickey J., Curtis H., Ralph E.* Interim solar cell testing procedures for terrestrial applications.— In: ERDA/NASA workshop on terrestrial photovoltaic measurements. Cleveland (Ohio), 1975, p. 1—15.
334. *Van der Leij M., Hoogendoorn C. J.* Influence of the direct spectral solar distribution on the normal total absorptivity of spectral selective surfaces.— Solar Cells, 1977, vol. 19, N 5, p. 575—577.
335. *Демидов С. А., Хрусталева Б. А., Рекант Н. Б.* Простое портативное устройство для измерения излучательной способности твердых тел при комнатной температуре.— Гелиотехника, 1971, № 6, с. 36—43.
336. *Bartsch K. O., Hüdgers W.* Investigation of the emittance of coated refractory metals.— AIAA Pap., 1970, N 70-68, p. 1—10.
337. *Осинова В. А.* Экспериментальное исследование процессов теплообмена. М.: Л.: Энергия, 1969, 328 с.
338. *Колтун М. М., Агаев Э. А.* Исследование излучательной способности гелиотехнических материалов и селективных покрытий при рабочих температурах.— Гелиотехника, 1984, № 1, с. 17—19.
339. *Watson-Munro C. N., Horwitz C. M.* Selective surfaces.— In: Solar energy. Oxford etc.: Pergamon press, 1975, p. 291—313.
340. *Баум В. А., Бектеев М. Б.* Влияние селективных покрытий на тепловой баланс приемника солнечного излучения.— Изв. АН ТССР. Сер. физ.-техн., хим. и геол. наук, 1970, № 1, с. 21—26.
341. *Колтун М. М., Невежин О. А., Романкевич А. В., Юрин Е. М.* Повышение эффективности преобразователя солнечной энергии в тепловую на основе стеклянных вакуумированных трубчатых элементов.— Гелиотехника, 1980, № 4, с. 3—4.
342. А. с. № 851012 (СССР). Комбинированный коллектор солнечного излучения /

- М. М. Колтун, В. П. Матвеев, И. П. Гаврилова. Заявл. 05.11.79, № 2839599; Оpubл. в Б. И., 1981, № 28, с. 150.
343. Гаврилова И. П., Колтун М. М., Матвеев В. П. Комбинированные преобразователи солнечного излучения с высоким КПД.— В кн.: Пути использования солнечной энергии: Тез. докл. конф., Черногоровка, 17—19 февраля 1981 г. Черногоровка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1981, с. 60.
344. Carmichael D. C., Gaines G. B., Sliemers F. A., Kistler C. W. Materials for encapsulation systems for terrestrial photovoltaic arrays.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 317—323.
345. Шуман Г.-В., Бус Р. Программа усовершенствования технологии изготовления наземных солнечных электрических генераторов, осуществляемая в ФРГ.— В кн.: Солнечная энергетика: Пер. с англ. и фр. / Под ред. Ю. Н. Малевского. М. М. Колтуна. М.: Мир, 1979, с. 380—387.
346. Пульманов Н. В., Потанов В. Н. Солнечные батареи в защитных прозрачных оболочках.— Гелиотехника, 1972, № 5, с. 25—28.
347. Далецкий Г. С., Карпенко И. В., Колтун М. М. Процессы деградации электрофизических характеристик фотопреобразователей при длительной эксплуатации.— Гелиотехника, 1979, № 5, с. 7—12.
348. Правда, 1981, 8 авг.
349. Правда, 1981, 22 сент.
350. Lidorenko N. S., Ryabikov S. V., Daletsky G. S. et al. Optimization of optical and thermophysical coating characteristics for «electro-magneto-clean» solar batteries.— In: Proc. Condensed Pap. 5th Miami Intern. Conf. on Alternative Energy Sources, Miami Beach (Fla), 1982. Coral Gables (Fla): Clean Energy Res. Inst., 1982, p. 105.
351. Жук Ю. Биологическая лаборатория на орбите.— Известия, 1977, 4 авг.
352. Колтун М. М., Цетлин В. В. Исследование устойчивости заряженного состояния оптических покрытий солнечных элементов в космосе.— Гелиотехника, 1985, № 2.
353. Дергабузов К. А., Евдокимов О. Б., Кононов Б. А. Радиационная диагностика электрических потенциалов. М.: Атомиздат, 1978. 86 с.
354. Далецкий Г. С., Карпухин В. А., Колтун М. М., Кузнецов В. М. Экспериментальное исследование влияния солнечной радиации, отраженной от Земли и ее облачного покрова, на тепловой режим солнечных батарей, установленных на одном из спутников серии «Космос».— Гелиотехника, 1982, № 5, с. 3—6.
355. Астрономический календарь. Постоянная часть. М.: Наука, 1973. 746 с.
356. Thekaekara M. P., Draymond A. I. Standard values for the solar constant and its spectral components.— Nature. Phys. Sci., 1971, vol. 229, N 6, p. 483—492.
357. Thekaekara M. P. Extraterrestrial solar spectrum, 3000—6100 Å at 1 Å interval.— Appl. Opt., 1974, vol. 13, N 7, p. 518—522.
358. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М.: Наука, 1972. 288 с.
359. Аллен К. Астрофизические величины. М.: Мир, 1972. 446 с.
360. Модель солнечного излучения (для энергетических расчетов): Руководящий техн. материал. Л.: ГОИ им. Вавилова, 1979. 28 с.
361. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Сравнение современных средних характеристик излучения солнца.— Астрон. журн., 1975, т. 52, № 5, с. 965—969.
362. Bogus K., Larue T. C., Grabb R. L. Solar cell calibration: Recent experiences at ESTEC and proposal of combined space and terrestrial calibration procedure.— In: Proc. Intern. Photovolt. Solar Energy Conf., Luxembourg, Sept. 27—30, 1977. Dordrecht; Boston: D. Reidel Publ. Co, 1978, p. 754—768.
363. Hickey J. R. A review of solar constant measurement: Sun mankind's future source of energy.— In: Proc. Intern. Solar Energy Soc. Congr. New Delhi (India), Jan. 1978. N. Y.: Pergamon press, 1978, vol. 1, p. 331—337.
364. Thekaekara M. P. Solar irradiance: Total and spectral and its possible variations.— Appl. Opt., 1976, vol. 15, N 4, p. 915—920.
365. Васильев О. В., Мурагин А. Ф., Никольский Г. А., Рубашев Б. М. О возмож-

- ных вариациях солнечной постоянной.— Солнеч. данные, 1973, № 3, с. 80—85.
366. Колтун М. М., Оршанский И. С. Метрология солнечных элементов.— Гелиотехника, 1981, № 3, с. 3—13.
367. Краушкин М. Г. Физико-технические основы космических исследований. М.: Машиностроение, 1969. 287 с.
368. Коэлов Л. В., Нусинов М. Д., Акишин А. И., Залетаев В. М., Козелкин В. В., Евлапов Е. Н. Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей среды / Под ред. акад. Г. И. Петрова. М.: Машиностроение, 1971. 380 с.
369. Johnson F. S. The solar constant.— J. Meteorol., 1954, vol. 11, N 6, p. 431—435.
370. Bogus K. Solar constant, AMO spectral irradiance and solar cell calibration. Noordwijk (Netherl.): ESA, 1975. 10 p. (ESA Techn. Memorandum-160).
371. Яншевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Л.: Гидрометеониздат, 1957. 415 с.
372. Penndorf R. Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20 μm and their application of atmospheric optics.— J. Opt. Soc. Amer., 1957, vol. 47, N 1, p. 176—181.
373. Бришамбо Ш. П. Солнечное излучение и радиационный обмен в атмосфере: Пер. с фр. / Под ред. М. С. Малкевича. М.: Мир, 1966. 319 с.
374. Vo Leckner. The spectral distribution of solar radiation at the Earth's surface — elements of a model.— Solar Energy, 1978, vol. 20, N 2, p. 143—150.
375. Angström A. On the atmospheric transmission of sun radiation and on the dust in the air.— Geogr. Ann., 1929, vol. 11, N 2, p. 156—164.
376. Thekaekara M. P. Solar radiation measurement: Techniques and instrumentation.— Solar Energy, 1976, vol. 18, N 4, p. 309—325.
377. Gates D. M., Harrop W. J. Infrared transmission of the atmosphere to solar radiation.— Appl. Opt., 1963, vol. 2, N 9, p. 887—888.
378. Gates D. M. Near infrared atmospheric transmission to solar radiation.— J. Opt. Soc. Amer., 1960, vol. 50, N 12, p. 1299—1304.
379. Bird R., Hulstrom R. Direct insolation models. Golden (Col.): Solar Energy Res. Inst., 1980. 53 p. (SERI/TR-335-344).
380. Moon P. Proposed standard solar-radiation for engineering use.— J. Franklin Inst., 1940, vol. 230, p. 583—587.
381. Boer K. W. The solar spectrum at typical clear weather days.— Solar Energy, 1977, vol. 19, N 5, p. 525—538.
382. Kok C. J. Spectral irradiance of daylight for air mass 2.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1972, vol. 5, L 85.
383. Kok C. J. Spectral irradiance of daylight at Pretoria.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1972, vol. 5, N 8, p. 1513—1520.
384. Recommendations concernant l'éclairage-énergetique et la répartition spectrale du rayonnement solaire en vue de sa reproduction artificielle pour des essais.— Publ. CIE, 1972, N 20 (TC-2.2), p. 1—54.
385. Лазарев Д. И. Характеристики солнечной радиации.— Светотехника, 1976, № 8, с. 8—11.
386. Krochmann J., Seidl M. Quantitative data on daylight for illuminating engineering.— Light. Res. and Technol., 1974, vol. 6, N 3, p. 165—171.
387. Hadley H. Proposed standard for AM1 sunlight.— In: Terrestrial photovoltaic measurements workshop Proc., Mar. 19—21, 1975. Cleveland (Ohio), 1975, p. 80—85. (NASA TM-71802).
388. Gates D. M. Spectral distribution of solar radiation at the Earth's surface.— Science, 1966, vol. 151, N 3710, p. 523—527.
389. Brandhorst H., Hickey J., Curtis H., Ralph E. Interim solar cell testing procedures for terrestrial applications: Technical Memorandum 71771. Cleveland (Ohio): NASA, 1975. 10 p.
390. Brandhorst H. W. Terrestrial solar cell calibration and measurement procedures.— In: Proc. Intern. Photovolt. Solar Energy Conf., Luxembourg, Sept. 27—30, 1977. Dordrecht; Boston: D. Reidel Publ. Co, 1978, p. 745—753.

391. Материалы Международной электротехнической комиссии (IEC) технического комитета № 82 по солнечным фотогальваническим энергосистемам. Женева: IEC, 1982. 34 с. См. также на англ. яз. Terrestrial photovoltaic measurement procedures: Technical Memorandum 73702. Cleveland (Ohio): NASA, 1977. 47 p.
392. Treble F. C. Terrestrial photovoltaic performance measurement.— In: Proc. Intern. Photovolt. Solar Energy Conf., Luxemburg, Sept. 27—30, 1977. Dordrecht; Boton: D. Reidel Publ. Co, 1978, p. 732—744.
393. Колтуни М. М., Оршанский И. С. Международная стандартизация измерения солнечных элементов наземного применения.— Гелиотехника, 1981, № 2, с. 83—86.
394. Ковальский В. Я. Имитаторы излучения Солнца и измерение характеристик солнечных батарей и их элементов: (Обзор).— Гелиотехника, 1972, № 3, с. 45—51.
395. Ковальский В. Я., Шкловер Д. А. Имитатор внеатмосферного Солнца.— Гелиотехника, 1967, № 1, с. 35—42.
396. Ковальский В. Я. Точность имитации излучения Солнца.— В кн.: Всесоюзная конференция по использованию солнечной энергии, Ереван, 17—21 июня 1969 г.: Докл. М.: ВНИИТ, 1969, секция 6, с. 61—67.
397. Валюс Н. А. Растровые оптические приборы. М.: Машиностроение, 1966. 207 с.
398. Spectrosun model X-25 solar simulator: Data sheet 110-3A. Silmar (Cal.): Spectrolab, 1964. 4 p.
399. Ritchie D. W., Sandstrom I. D. On evaluation of photovoltaic devices for future spacecraft power demands.— Energy Convers., 1969, vol. 9, N 3, p. 83—90.
400. Жигалина Н. И., Рымов А. И. Имитатор солнечного излучения.— Электротехн. пром-сть. Сер. Светотехн. изделия, 1976, вып. 5 (41), с. 2—3.
401. Молодцов С. Н., Прикупец Л. В., Буханов Ю. А. Лампа — имитатор солнечного излучения в видимой и ближней ИК-области спектра.— Электротехн. пром-сть. Сер. Светотехн. изделия, 1976, вып. 1 (37), с. 4—6.
402. Нарайкина Г. А. Металлогалогенные лампы с непрерывным спектром излучения.— Электротехн. пром-сть. Сер. Светотехн. изделия, 1979, вып. 5 (59), с. 11—22.
403. А. с. № 727939 (СССР). Осветитель / В. С. Лукьяненко, А. И. Иванов, И. С. Оршанский, Е. В. Краев, С. М. Ерошин, А. И. Антонов, Т. А. Козырева, Ю. Н. Баранов. Заявл. 20.05.76. № 2363527; Оpubл. в Б. И., 1980, № 14, с. 187.
404. А. с. № 679907 (СССР). Оптический фильтр / В. С. Лукьяненко, А. И. Иванов, Е. В. Краев, С. М. Ерошин, А. И. Антонов, В. М. Долгов, И. С. Оршанский, Ю. Н. Баранов. Заявл. 15.01.76, № 2328409; Оpubл. в Б. И., 1979, № 30, с. 168.
405. Иванцев А. С. Применение селективных покрытий в источниках света.— Светотехника, 1979, № 12, с. 1—5.
406. Александров Л. Н., Иванцев А. С. Многослойные пленочные структуры для источников света. Новосибирск: Наука, 1981. 137 с.
407. Буякина Т. И., Иванцев А. С., Конякина В. И. Лампа-фара — имитатор света Солнца.— Светотехника, 1977, № 6, с. 7—8.
408. Curtis H. Low cost AM2 simulator.— In: Terrestrial photovoltaic measurements workshop Proc., Mar. 19—21, 1975. Cleveland (Ohio), 1975, p. 98—103. (NASA TM-71802).
409. Opiorden R. W. Large area pulsed solar simulator.— In: Rec. 8th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Seattle (Wash.), 1970. N. Y.: IEEE, 1970, p. 312—318.
410. А. с. № 509842 (СССР). Устройство для испытаний полупроводниковых солнечных батарей / Б. А. Крыжановский, Ю. П. Дорофеев, В. Я. Ковальский. Заявл. 16.07.74, № 2046482; Оpubл. в Б. И., 1976, № 7, с. 175.
411. Беллев Ю. М., Дорофеев Ю. П., Гура А. П., Крыжановский Б. А. Импульсный метод имитации солнечного излучения и его применение при контроле параметров солнечных батарей.— В кн.: Импульсная фотометрия. Л.: Машиностроение, 1979, вып. 6, с. 249—252.
412. Haigh A. D., Shaw J. M. A low cost solar simulator for testing photovoltaic

- terrestrial solar power cells and modules.— In: Proc. 2nd E. C. Photovolt. Solar Energy. Intern. Conf., Berlin (West), 23—26 Apr. 1979. Dordrecht etc.: D. Reidel Publ. Co, 1979, p. 487—494.
413. Рабинович Г. И. Металлическая ксенонная лампа-светильник сверхвысокого давления мощностью 40—50 кВт.— Светотехника, 1969, № 9, с. 10—13.
414. Bickler D. The simulation of solar radiation.— Solar Energy, 1962, vol. 4, N 2, p. 64—68.
415. Hadley H. Spectral effects in CdS/Cu₂S solar cells.— In: Terrestrial photovoltaic measurements workshop Proc., Mar. 19—21, 1975. Cleveland (Ohio), 1975, p. 113—119. (NASA TM-71802).
416. McMillan J. A., Peterson E. M. Solar simulation with tungsten—halogen quartz lamps and optical filters.— Solar Energy, 1979, vol. 22, N 5, p. 467—469.
417. Seck A. Spectral distribution of sunlight under various air mass conditions.— In: Terrestrial photovoltaic measurements workshop Proc., Mar. 19—21, 1975. Cleveland (Ohio), 1975, p. 25—37. (NASA TM-71802).
418. Козырева Т. А., Колтуни М. М., Оршанский И. С. Градуировка эталонов для наземных измерений характеристик солнечных элементов.— Гелиотехника, 1980, № 1, с. 12—14.
419. Грачева И. В., Иванов А. И., Колтуни М. М., Наумова Г. Д., Оршанский И. С. Селективные радиометры для пастройки солнечных имитаторов.— Светотехника, 1981, № 4, с. 11—12.
420. Curtis H. B. Global calibration of terrestrial reference cells and errors involved in using different irradiance monitoring techniques.— In: Rec. 14th IEEE Photovolt. Spec. Conf., San Diego (Cal.), 1980. N. Y.: IEEE, 1980, p. 500—505.
421. Standard silicon solar cell by International Rectifier Corporation.— Sun at Work, 1966, N 4, p. 15—18.
422. А. с. № 800679 (СССР). Светоизмерительный приемник / А. И. Иванов, Г. В. Васильев, М. М. Колтуни, И. С. Оршанский, Г. Д. Наумова. Заявл. 03.01.79, № 2705572; Оpubл. в Б. И., 1981, № 4, с. 152.
423. Колтуни М. М., Маросев В. П., Оршанский И. С. Измерение параметров кремниевых солнечных элементов стран СЭВ.— Гелиотехника, 1983, № 3, с. 3—5.
424. Генделев Д. Л., Грачева И. В., Колтуни М. М., Оршанский И. С., Серебров Л. Б. Селективный радиометр для измерения солнечного излучения при натуральных испытаниях наземных солнечных батарей.— В кн.: IV Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 29 ноября—3 декабря 1982 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1982, с. 385.
425. Грачева И. В., Колтуни М. М., Оршанский И. С. Стабильность характеристик селективных радиометров с фотоэлектрическими приемниками излучения.— Измер. техника. Сер. Метрология, 1985, № 1.
426. Thomas N. L., Sarles F. W. High altitude calibration of thirty three silicon and gallium arsenide solar cells on a sounding rocket.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 560—568.
427. Sarles F. W., Haase W. C., McKenzie P. F. Baloon flight instrumentation for solar cell measurements.— Rev. Sci. Instrum., 1971, vol. 42, N 3, p. 346—351.
428. Brandhorst H. W. Solar cell calibrated on high altitude aircraft.— Space Aeronaut., 1966, vol. 45, N 1, p. 122—123.
429. David K. H. Solar cell calibration for AM0 short-circuit in terrestrial sunlight.— Sci. et industr. spat., 1968, vol. 4, N 3/4, p. 31—41.
430. Ковальский В. Я. Методы калибровки эталонов облученности.— Гелиотехника, 1969, № 6, с. 66—71.
431. Макарова Е. А., Кожевников Н. И., Порфирьева Г. А. Определение внеатмосферных значений мощности отдачи кремниевых фотоэлементов.— Сообщ. ГАИШ, 1961, № 116, с. 25—45.
432. Ковальский В. Я., Колопович Э. В., Оршанский И. С., Шакура Н. Н. Метод учета эффекта Форбса при определении внеатмосферных значений тока кремниевых фотоэлементов.— Сообщ. ГАИШ, 1979, № 214—215, с. 3—12.

433. Кондрагеев К. Я. Лучистая энергия Солнца. Л.: Гидрометеониздат, 1954. 600 с.
434. Пясковская-Фесенкова Е. В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 219 с.
435. Астрономический календарь 1975 г. Переменная часть. М.: Наука, 1974. 303 с.
436. Treble F. C. Optical aspects of solar cells performance measurement.— Sci. et industr. spat., 1965, vol. 1, N 9/10, p. 37—47.
437. Arndt W., Bloss W. H., Hewig G. H. Determination of the spectral distribution of global radiation with a rapid spectral radiometer and its correlation with solar cell efficiency.— In: Proc. 2nd E. C. Photovolt. Solar Intern. Conf., Berlin (West), 23—26 Apr. 1979. Dordrecht etc.: D. Reidel Publ. Co. 1979, p. 987—994.
438. Umarov B., Kagan M., Koltun M., Umarova M. High-mountain metrology of solar cells.— In: Proc. Condensed Pap. 4th Miami Intern. Conf. on Alternative Energy Sources, 14—16 Dec. 1981, Miami Beach (Fla). Coral Gables (Fla): Clean Energy Res. Inst., 1981, p. 214—216.
439. Колтун М. М., Оршанский И. С. Метрологическое обеспечение измерений фотоэлектрических характеристик солнечных элементов наземного применения.— В кн.: IV Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 29 ноября—3 декабря 1982 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1982, с. 324.
440. Gummel H. K., Smits F. M. Evaluation of solar cells by means of spectral analysis.— Bell Syst. Techn. J., 1964, vol. 43, N 3, p. 1103—1107.
441. Brandhorst H. W. Prediction of terrestrial solar cell short-circuit currents by spectral analysis.— In: Terrestrial photovoltaic measurements workshop Proc., Mar. 19—21, 1975. Cleveland (Ohio), 1975, p. 120—128. (NASA TM-71802).
442. Hart R. E. Solar cell measurement techniques used at NASA Lewis Research Center.— In: Terrestrial photovoltaic measurements workshop proc., Mar. 19—21, 1975. Cleveland (Ohio), 1975, p. 134—139. (NASA TM-71802).
443. Larue J. C. Pulsed measurement of solar cell spectral response.— In: Proc. 2nd E. C. Photovolt. Solar Energy. Intern. Conf., Berlin (West), 23—26 Apr. 1979. Dordrecht etc.: D. Reidel Publ. Co, 1979, p. 477—486.
444. Daval V. L., Rothwarf A. Comment on simple measurement of absolute solar cell efficiency.— J. Appl. Phys., 1979, vol. 50, N 4, p. 1822—1823.
445. Виноградова Е. Б., Головнер Т. М., Городецкий С. М., Крейнин Л. Б. Зависимость фотоэлектрических параметров фотопреобразователей от освещенности.— Гелиотехника, 1979, № 2, с. 13—17.
446. Виноградова Е. Б., Головнер Т. М., Городецкий С. М., Жданович Н. С. Установка для измерения рекомбинационных параметров фотоэлемента при различных уровнях инжекции.— Приборы и техника эксперимента, 1976, № 6, с. 153—154.
447. Zalewsky E. F., Geist J. Solar cell response characterization.— Appl. Opt., 1979, vol. 18, N 23, p. 3942—3947.
448. Головнер Т. М., Колтун М. М., Костаненко А. Л., Оршанский И. С. Определение интегральных токов солнечных элементов с использованием усовершенствованной методики измерений спектральной чувствительности.— Журн. прикл. спектроскопии, 1982, т. 37, № 3, с. 471—475.
449. Козырев Б. П. Основы расчета и конструирования радиационного термоэлемента.— Изв. ЛЭТИ, 1960, вып. 44, с. 124—129.
450. Весельницкий И. М., Игнатев Ю. Д., Ильин А. С., Мельникова С. М., Фромберг А. Б. Образцовый полосной первичный измерительный преобразователь типа ПП-2.— В кн.: III Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва 2—6 декабря 1979 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1979, с. 168.
451. Егорова М. В., Самойлов Л. Н., Святова Л. Е., Степанов Б. М., Столяревская Р. И., Фролов В. П., Эпштейн М. И. Поверочная установка высшей точности для средств измерения относительных спектральных характеристик источников и приемников излучения.— В кн.: III Всесоюзная научно-тех-

- ническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 2—6 декабря 1979 г. Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1979, с. 168.
452. Полякова Е. Г., Святова Л. Е., Столяревская Р. И., Фролов В. П. Установка для определения чувствительности и линейности приемников оптического излучения.— В кн.: III Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 2—6 декабря 1979 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1979, с. 157.
453. Минаева О. А., Самойлов Л. Н., Святова Л. Е., Степанов Б. М., Фельдман В. С., Фролов В. П., Эпштейн М. И. Образцовый источник УФ-излучения на длине волны 0,254 мкм.— В кн.: III Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 2—6 декабря 1979 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1979, с. 160.
454. Минаева О. А., Святова Л. Е., Фролов В. П. Спектральная чувствительность тепловых приемников типа РТН в ультрафиолетовой, видимой и ближней ИК-областях.— В кн.: IV Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 29 ноября—3 декабря 1982 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1982, с. 362.
455. Гусева В. В., Святова Л. Е., Фролов В. П. Погрешности при градуировке образцовых средств измерений спектральной плотности энергетической яркости, обусловленные невоспроизведенным положением ламп.— В кн.: IV Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 29 ноября—3 декабря 1982 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1982, с. 363.
456. Далецкий Г. С., Дорохина Т. П., Казан М. Б., Колтун М. М., Кузнецов В. М., Оршанский И. С., Смирнов В. Б. Исследование оптических и метрологических характеристик солнечных элементов, установленных на межпланетных автоматических станциях «Венера».— Гелиотехника, 1983, № 2, с. 7—10.
457. Brandhorst H. W. Variation of solar cell efficiency with air mass.— In: Terrestrial photovoltaic measurements workshop Proc., Mar. 19—21, 1975. Cleveland (Ohio), 1975, p. 51—57. (NASA TM-71802).
458. Rittner E. S., Arndt R. A. Comparison of silicon solar cell efficiency for space and terrestrial use.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, N 7, p. 2999—3002.
459. Gast P. R. Solar radiation.— In: Handbook of geophysics. N. Y.: Macmillan, 1960, ch. 16.3, p. 15—16.
460. Robinson N. Solar radiation. N. Y.: Elsevier, 1966. 347 p.
461. Allison J. F., Grabb R. L. What is AM0? A comparison of CNR and violet cell measurements across USA and Europe.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 554—559.
462. Ковальский В. Я. Определение эксплуатационных параметров фотопреобразователей на имитаторе Солнца.— Электротехн. пром-сть. Сер. Хим. и физ. источники тока, 1971, вып. 7, с. 19—21.
463. Ross B. B. A new rapid method of solar simulator calibration.— In: Rec. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Baton Rouge (La), 1976. N. Y.: IEEE, 1976, p. 587—590.
464. Ковальский В. Я., Кравцов В. Е., Ловинский Л. С., Самойлов Л. Н. Метод моделирования спектров излучения с помощью набора светодиодов.— В кн.: III Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение», Москва, 2—6 декабря 1979 г.: Тез. докл. М.: ВНИИОФИ, 1979, с. 154.
465. Беляев Ю. М., Колтун М. М., Цетлин В. В. Измерение освещенности на искусственном спутнике Земли «Космос-1129».— Гелиотехника, 1985, № 3.
466. Буртов Я. Л., Беляев Ю. М., Костенко Ю. А., Толпекко С. П. Автоматический измеритель количества солнечной радиации.— Гелиотехника, 1979, № 5, с. 56—58.
467. Лидоренко Н. С., Рябиков С. В., Далецкий Г. С., Кузнецов В. М., Колтун М. М., Смирнов В. Б. Измерение освещенности в облачном слое планеты Венера с помощью солнечных батарей.— Гелиотехника, 1983, № 2, с. 10—12.
468. Авдусевский В. С., Маров М. Я., Головин Ю. П., Завелевич Ф. С., Лиху-

- шин В. Я., Мелоников Д. А., Мерсон Я. И., Мошкин Б. Е., Разин К. А., Чернощев Л. И., Экономов А. П. Предварительные результаты исследования светового режима в атмосфере и на поверхности Венеры.— Космич. исслед. 1976, т. 14, № 5, с. 735—742.
469. Алексеев В., Минчин С. Венера раскрывает тайны. М.: Машиностроение, 1975. 244 с.
470. Кузьмин А. Д. Планета Венера. М.: Наука, 1981. 93 с.
471. Мороз В. П., Парфентьев Н. А., Савько Н. Ф., Жегулев В. С., Засова Л. В., Устинов Е. А. Предварительные результаты узкополосного фотометрического зондирования в области спектра 0,80—0,87 мкм на спускаемых аппаратах «Венера-9» и «Венера-10».— Космич. исслед., 1976, т. 14, вып. 5, с. 743—757.
472. Loferski J. J. Keynote adress: Photovoltaic 1981 and future prospects.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 1—3.
473. Singh P., Galley D., Fagen E. A. Optical and electrical properties of amorphous silicon-germanium alloy films.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 912—916.
474. Matsushita T., Okuda M., Suzuki A. et al. Amorphous $\text{Si}_x\text{Se}_{1-x}-\text{SnO}_2$ thin film photovoltaic devices: Proc. 2nd Photovolt. Sci. and Eng. Conf. in Japan, 1980.— Jap. J. Appl. Phys., 1981, vol. 20, suppl. 20-2, p. 147—150.
475. Pellicori S. F. Wide band wide angle reflection-reducing coatings for silicon cells.— Solar Cells, 1981, vol. 3, N 1, p. 57—63.
476. Redfield D. Method for evaluation of antireflection coatings.— Solar Cells, 1981, vol. 3, p. 27—33.
477. Grimmer D. R., Avery J. G. Bonding solar-selective absorber foils to glass receiver tubes for use in evaluated tubular collectors: Preliminary studies.— Solar Energy, 1982, vol. 29, N 2, p. 121—124.
478. Pat. 519468 (Austral.). Nickel on zinc solar absorber surfaces/K. J. Cathro. Appl. 26.01.78, N 42828/78; Publ. 03.12.81. MKII F 24 J 3/02, F 28 13/18, C 23 C 3/02.
479. Pat. 4310596 (US). Solar selective surfaces/R. van Buskirk Oral. Appl. 20.03.80, N 132153; Publ. 12.01.82. MKII B 32 B 27/00; HKII 428/336.
480. Pat. 8000783 (BRD). Vacuum Solarcollector und Verfahren zu seiner Herstellung/H. Limbacher. Appl. 10.01.80; Publ. 16.07.81. Кл. F 27 F 3/02.
481. Randolph L. P. Photovoltaic outlook from the NASA viewpoint.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 10—13.
482. Barthelemy R. R. Photovoltaic outlook from the department of defence viewpoint.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 14—16.
483. Jang H. T., Zehr S. W. Laser bonding for non-lattice matched stacked cells.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 1357—1362.
484. Miller E. L., Shy-Shiun Chern, Shumka A. The solar cell laser scanner.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 1126—1133.
485. Cape J. A., Oliver J. R., Miller D. L., Paul M. D. Automated measurement system for solar cell optical characterization studies of GaAs and multijunction cascade cells.— In: Rec. 15th IEEE Photovolt. Spec. Conf., Kissimee (Fla), 1981. N. Y.: IEEE, 1981, p. 1195—1198.
486. Hughes C. G. Silicon photodiode absolute spectral response self-calibration using a filtered tungsten source.— Appl. Opt., 1982, vol. 21, N 12, p. 2129—2132.
487. Hartman J. S., Lind M. A., Chaudiere D. A. The sensitivity of calculated short-circuit currents to selected irradiance distribution and solar cell spectral responses.— Solar Cells, 1982, vol. 6, N 2, p. 133—148.

488. Hickey J. R., Alton B. M., Griffin F. J. et al. Extraterrestrial solar irradiance variability: Two and one-half years of measurements from «Nimbus 7».— Solar Energy, 1982, vol. 29, N 2, p. 125—129.
489. Johnson C. C., Wydeven T., Donohoe K. Plasma-enhanced CVD silicon nitride antireflection coatings for solar cells.— Solar Energy, 1983, vol. 31, N 4, p. 355—358.
490. Hamakawa Y. Glow-discharge-produced amorphous semiconductors and their application to solar coatings.— Thin Solid Films, 1983, vol. 108, p. 304—312.
491. Thomas D. B. An approved laboratory program for photovoltaic reference cell development.— Solar Cells, 1982, vol. 7, N 1/2, p. 131—134.
492. Fahrenbruch A. L., Bube R. H. Fundamentals of solar energy, photovoltaic solar energy conversion. N. Y.; L.: Acad. press, 1983. 559 p.
493. Chopra K. L., Das S. R. Thin film solar cells. N. Y.; L.: Plenum press, 1983. 609 p.
494. Matson R., Bird R., Emery K. Terrestrial solar spectra, solar simulation and solar-cell-efficiency measurement. Golden (Col.): Solar Energy Res. Inst., 1981. 45 p. (SERI/TR-612-964).

Спектр внеатмосферного Солнца [358]

λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)	λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)	λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)	λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)
0,295	567	0,410	1740	0,550	1870	1,00	735
0,300	530	0,415	1770	0,560	1820	1,05	658
0,305	589	0,420	1760	0,570	1820	1,10	595
0,310	668	0,425	1710	0,580	1820	1,15	538
0,315	732	0,430	1650	0,590	1790	1,20	487
0,320	782	0,435	1690	0,600	1750	1,25	441
0,325	898	0,440	1830	0,610	1730	1,30	393
0,330	972	0,445	1940	0,620	1690	1,35	366
0,335	959	0,450	2030	0,630	1660	1,40	337
0,340	959	0,455	2060	0,640	1630	1,45	312
0,345	972	0,460	2070	0,650	1590	1,50	287
0,350	1006	0,465	2060	0,660	1560	1,55	267
0,355	1006	0,470	2050	0,670	1550	1,60	244
0,360	1000	0,475	2080	0,680	1520	1,65	223
0,3625	1040	0,480	2070	0,690	1500	1,70	204
0,3675	1070	0,485	1990	0,700	1480	1,80	168
0,370	1080	0,490	1970	0,720	1410	1,90	135
0,375	1060	0,495	2010	0,740	1330	2,0	111,5
0,380	1060	0,500	2000	0,760	1280	2,2	78,5
0,385	1020	0,505	1990	0,780	1220	2,4	57,3
0,390	1040	0,510	1980	0,800	1160	2,6	43,0
0,395	1130	0,520	1900	0,850	1020	2,8	32,8
0,400	1430	0,530	1930	0,900	897	3,0	25,4
0,405	1670	0,540	1900	0,950	823		

Спектр наземного Солнца при АМ 1,5 [391] ($E = 834,6 \text{ Вт/м}^2$, толщина слоя осажденных паров воды 2 см, озона 0,34 см, $\beta = 0,12$, $\alpha = 1,3$)

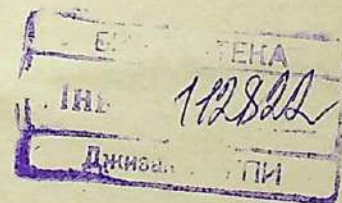
λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)	λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)	λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)
0,295	0	0,365	355,88	0,435	890,55
0,305	1,32	0,375	386,80	0,445	1077,07
0,315	20,96	0,385	381,78	0,455	1162,43
0,325	113,48	0,395	425,18	0,465	1180,61
0,335	182,23	0,405	751,72	0,475	1212,72
0,345	234,43	0,415	822,45	0,485	1180,43
0,355	286,01	0,425	842,26	0,495	1253,83

Окончание

λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)	λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)	λ , мкм	E_{λ} , Вт/(м ² ·мкм)
0,505	1242,28	0,830	923,87	1,288	345,69
0,515	1211,01	0,835	914,95	1,314	284,24
0,525	1244,87	0,8465	407,11	1,335	175,28
0,535	1299,51	0,860	857,46	1,384	2,42
0,545	1273,47	0,870	843,02	1,432	30,06
0,555	1276,14	0,875	835,10	1,457	67,14
0,565	1277,74	0,8875	817,12	1,472	69,89
0,575	1292,51	0,900	807,83	1,542	240,85
0,585	1284,55	0,9075	793,87	1,572	226,14
0,595	1262,61	0,915	778,97	1,599	220,46
0,605	1261,79	0,925	217,12	1,608	211,76
0,615	1255,43	0,930	163,72	1,626	211,26
0,625	1240,19	0,940	249,12	1,644	201,85
0,635	1243,79	0,950	231,30	1,650	199,68
0,645	1233,96	0,955	255,61	1,676	180,50
0,655	1188,32	0,965	279,69	1,732	161,59
0,665	1228,40	0,975	529,64	1,782	136,65
0,675	1210,08	0,985	496,64	1,862	2,01
0,685	1200,72	1,018	585,03	1,955	39,43
0,695	1181,24	1,082	486,20	2,008	72,58
0,6983	973,53	1,094	448,74	2,014	80,01
0,700	1173,31	1,098	486,72	2,057	72,57
0,710	1152,70	1,101	500,57	2,124	70,29
0,720	1133,83	1,128	100,86	2,156	64,76
0,7277	974,30	1,131	116,87	2,201	68,29
0,730	1110,93	1,137	108,68	2,260	62,52
0,740	1086,44	1,144	155,44	2,320	57,03
0,750	1070,44	1,147	139,19	2,338	53,57
0,7621	733,08	1,178	374,29	2,356	50,01
0,770	1036,01	1,189	383,37	2,388	31,93
0,780	1018,42	1,193	427,85	2,415	28,10
0,790	1003,58	1,222	382,57	2,453	24,96
0,800	988,11	1,236	383,81	2,494	15,18
0,8058	860,28	1,264	323,88	2,537	2,59
0,825	932,74	1,276	344,11		

Введение	3
Глава первая	
Оптические и фотоэлектрические свойства солнечных элементов	5
1.1. Полупроводники, диэлектрики, металлы	5
1.2. Процессы поглощения света в полупроводниках	8
1.3. Отражение оптического излучения от поверхности полупроводников	13
1.4. Преобразование оптического излучения в электроэнергию в полупроводниковых солнечных элементах	24
1.5. Вольт-амперная характеристика и спектральная чувствительность солнечного элемента	33
Глава вторая	
Солнечные элементы с улучшенными оптическими и фотоэлектрическими характеристиками	54
2.1. Кремниевые солнечные элементы повышенной эффективности с тянущим полем в легированной области	55
2.2. Кремниевые солнечные элементы с пассивирующей поверхностной пленкой	62
2.3. Кремниевые солнечные элементы с полем в базовой области и изотипным барьером у тыльного контакта	64
2.4. Солнечные элементы, прозрачные в длинноволновой области спектра за краем основной полосы поглощения	67
2.5. Солнечные элементы с двусторонней спектральной чувствительностью	71
2.6. Солнечные элементы сложных структур на основе гомо- и гетеропереходов в арсениде галлия	76
2.7. Тонкопленочные солнечные элементы	83
2.8. Перспективы удешевления и автоматизации процесса получения солнечных элементов	93
2.9. Перспективы создания солнечных элементов с максимальными значениями КПД и коэффициента собирания во всей области солнечного спектра	98
2.10. Оптические и электронно-микроскопические методы исследования свойств солнечных элементов	105
Глава третья	
Солнечные элементы с оптическими покрытиями	120
3.1. Оптические покрытия для солнечных элементов — источников электроэнергии	121
3.2. Солнечные элементы, используемые в комбинированных фототермических установках	136
3.3. Селективные покрытия поверхности фототермических установок, свободной от солнечных элементов, и тепловых коллекторов	145

3.4. Результаты испытаний селективных оптических покрытий солнечных элементов, тепловых и комбинированных фототермических установок и коллекторов в наземных и космических условиях	161
Глава четвертая	
Определение коэффициента полезного действия и метрологических характеристик солнечных элементов и батарей	174
4.1. Солнечное излучение и выбор стандартного спектра	175
4.2. Измерения на имитаторах солнечного излучения и в натуральных условиях	189
4.3. Эталонные солнечные элементы	202
4.4. Градуировка эталонных солнечных элементов	210
4.5. Измерение параметров солнечных элементов и батарей	229
4.6. Оценка качества солнечных элементов и батарей без имитаторов Солнца	242
4.7. Применение эталонных солнечных элементов в космосе	244
Заключение	249
Литература	251
Приложение	276



Введе
Главы
Опти
1.1.
1.2.
1.3.
1.4.
1.5.
Гла
Сол
ски
2.1.
2.2.
2.3.
2.4.
2.5.
2.6.
2.7.
2.8.
2.9.
2.1
Гл
Со
3.1
3.2
3.3

МАРК МИХАЙЛОВИЧ
КОЛТУН
**Оптика и метрология
солнечных элементов**

Утверждено к печати
Научным советом по комплексной проблеме
«Методы прямого преобразования тепловой энергии
в электрическую»
Всесоюзным научно-исследовательским институтом
источников тока

Редактор Л. Г. Никольская
Художник Н. И. Шевцов
Художественный редактор Н. А. Фильчагина
Технический редактор В. В. Тарасова
Корректоры Ф. А. Дебабов, Н. П. Казарина

ИБ № 27869

Сдано в набор 03.08.84
Подписано к печати 22.11.84
Т-20417. Формат 60×90^{1/16}
Бумага книжно-журнальная, импортная
Гарнитура обыкновенная
Печать высокая
Усл. печ. л. 17,6. Усл. кр. отт. 18,5. Уч.-изд. л. 20,8
Тираж 1800 экз. Тип. зак. 528
Цена 3 р. 40 к.

Издательство «Наука»
117864 ГСП-7, Москва В-485 Профсоюзная ул., 90
2-я типография издательства «Наука»
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6

Исправления и опечатки

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
9			
56	20 стр. 8 стр. (числитель Ф-лы)	$(1+r_0)^2$ $(\alpha-1/L_{P_2})$	$(1-r_0)^2$ $(\alpha+1/L_{P_2})$
127	числитель Ф-лы (3.4)	$g_{j-1} \exp(-i\Phi_j)$	$g_{j-1} t_j \exp(-i\Phi_j)$
140	8 стр.	$(\rho=1 \text{ Ом}\cdot\text{см})$	$(\rho_{s1}=1 \text{ Ом}\cdot\text{см})$

М. Колтун