

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

КРЕМНИЕВЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ БАТАРЕИ КАК ИСТОЧНИКИ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПИТАНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ
СПУТНИКОВ ЗЕМЛИВ. С. Вавилов, В. М. Маловецкая, Г. Н. Галкин,
А. И. Ландсман

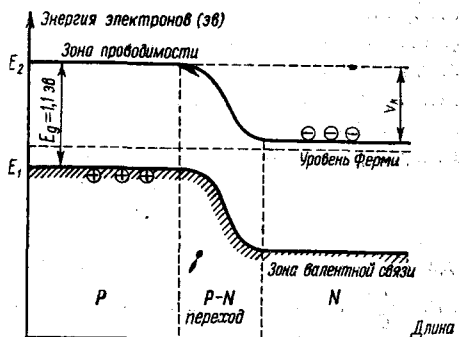
Электрическое питание научной аппаратуры и телеметрического устройства искусственного спутника Земли за счет аккумуляторов и гальванических батарей на его борту может происходить только в течение ограниченного времени. Длительная же работа аппаратуры возможна лишь при условии использования солнечной энергии. Из известных в настоящее время способов преобразования солнечной энергии в электрическую наиболее перспективным является использование фотоэлектрических^{1, 2, 3} полупроводниковых батарей *).

Солнечные батареи в соединении с буферными аккумуляторами рационально использовать на ориентированных искусственных спутниках, так как в этом случае можно будет обеспечить максимальную эффективность в течение всего времени нахождения спутника вне тени Земли.

1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С $P-N$ -ПЕРЕХОДОМ

Начальным процессом превращения энергии солнечного излучения в электрическую является поглощение фотона и образование пары электрон — «дырка». Однако в отсутствии $P-N$ -перехода^{2, 3, 4} вблизи области поглощения света, в результате последовало бы лишь увеличение концентрации электронов и дырок в полупроводнике (фотопроводимость).

Рассмотрим диаграмму энергетических состояний электронов и дырок в полупроводнике вблизи искусственно созданного $P-N$ -перехода, поясняющую принцип действия фотоэлемента, способного служить генератором электрической энергии. На рис. 1 изображены зона проводимости и зона валентной связи кристалла кремния, разделенные запрещенной полосой. Из рисунка видно, что в области $P-N$ -перехода

Рис. 1. Схема энергетических зон вблизи $P-N$ -перехода.

*) Применение полупроводниковых термобатарей, имеющих примерно такие же к. п. д., но обладающих в современных конструкциях значительно большим весом, по-видимому, станет рациональным тогда, когда общие габариты и вес искусственного спутника достигнут значительной величины.

имеется потенциальный барьер, высота которого V_k может быть близкой к ширине запрещенной полосы E_g , равной для кремния 1,1 эв.

Возникшие при поглощении света электроны и дырки диффундируют к $P-N$ -переходу. Можно считать, что потенциальный барьер $P-N$ -перехода «разделяет» их, так как электроны свободно проходят в область электронной (N) проводимости кристалла, заряжая ее отрицательно, а «дырки», уходя в область дырочной проводимости, заряжают ее положительно. В результате изменения концентраций носителей заряда высота потенциального барьера снижается. Если внешняя цепь разомкнута, устанавливается динамическое равновесие первичного диффузионного тока I_d избыточных носителей (например, дырок из N -области кристалла в P -область), и тока, обратного ему по направлению и вызванного пространственным зарядом избыточных дырок в P -области и электронов в N -области. Если внешняя цепь замкнута накоротко, диффузионный ток пойдет через нее. В промежуточном случае, соответствующем реальным условиям работы преобразователя в качестве генератора тока в нагрузке, имеет место разветвление токов на ток во внешней цепи и ток внутри кристалла. Сумма этих токов по-прежнему равна диффузионному току, который в общем случае можно выразить как

$$I_d = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} N_{h\nu} (1 - R(\nu)) q\alpha(\nu) d\nu, \quad (1)$$

$$\nu_{\min} = \frac{E_g}{h}$$

где $N_{h\nu}$ — число падающих на поверхность полупроводника за 1 сек. фотонов с энергией $h\nu > E_g$ *); R — коэффициент отражения, который является функцией частоты, q — заряд электрона и α — коэффициент, меньший 1, который можно назвать эффективным квантовым выходом или коэффициентом использования^{6,7}. Э. д. с., развиваемая полупроводниковым преобразователем, и его к. п. д. сильно зависят от величины тока насыщения I_s $P-N$ -перехода, определяемого, в первую очередь, шириной запрещенной зоны полупроводника. В случае не слишком больших избыточных концентраций носителей э. д. с. преобразователя равна

$$V = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{I_d R_0}{KT} + 1 \right),$$

где R_0 — сопротивление $P-N$ -перехода при нулевых напряжениях, равное $\frac{hT}{qI_s}$. Показано, что эта формула хорошо согласуется с опытом для германиевых фотоэлементов⁶. Приблизительно эта формула справедлива и в случае прямого падения солнечного света на кремниевый фотоэлемент. В работе Принса⁸, рассмотревшего вопрос о предельных к. п. д. солнечных батарей, приводится кривая зависимости максимального к. п. д. (η_{\max}) от ширины запрещенной полосы E_g (рис. 2). Несмотря на ряд произвольных допущений о значениях других величин, влияющих на к. п. д. (как, например, соотношение длин диффузии и проводимостей, предпо-

*) Строго говоря, выражение (1) можно использовать только в области, где квантовый выход равен 1. Практически это соблюдается для кремния вплоть до $h\nu = 3$ эв; в более далекой ультрафиолетовой части спектра возможно дополнительное размножение носителей за счет ударной ионизации фотоэлектронами или дырками. Однако доля энергии солнечного спектра, приходящаяся на эту область, мала⁵ и можно считать $h\nu_{\max} = 10$ эв с хорошим приближением. Обычно значение α сильно падает за счет поверхностной рекомбинации для коротких длин волн. Можно считать, что полное число генерируемых в кремнии солнечным излучением носителей соответствует в отсутствии отражения при $\alpha = \text{const} = 1$ току $I_d = 0,035$ а/см² на уровне моря и увеличится примерно до 0,040 за пределами атмосферы.

жение об отсутствии отражения), кривая рис. 2 дает наглядное представление о возможностях использования солнечных батарей из ряда полупроводников — как тех, которые уже изучены и имеются в распоряжении экспериментаторов, так и тех, которые могут быть получены, например, в результате синтеза. Несомненно, в данное время лучшим полупроводниковым материалом для этой цели является кремний.

Имеет смысл указать на то, что ни в одном из известных случаев идеальный к. п. д. порядка 22% не был достигнут в реальных условиях. За последние годы опубликован ряд сообщений об испытании кремниевых, германиевых и других фотоэлементов в качестве преобразователей

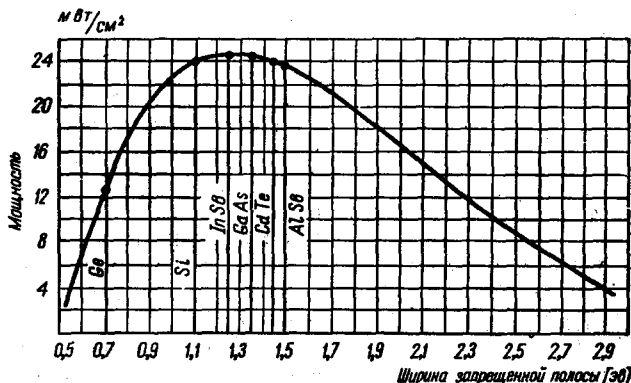


Рис. 2. Зависимость к. п. д. идеального полупроводникового преобразователя с $P-N$ -переходом от ширины запрещенной зоны. Отражение светового потока не учитывается 8, 14, 15.

солнечной энергии^{1, 2, 4, 6, 9}. Достигнутые в опытных конструкциях к. п. д. доходят до 6—7%; в одном из сообщений для отдельных кремниевых элементов указана величина к. п. д., равная 11%¹, чему соответствует на уровне моря при нормальном падении солнечных лучей около 100 вт с 1 м² полезной площади.

Авторами была разработана методика получения $P-N$ -переходов в монокристаллах кремния P -типа путем термической диффузии фосфора из газовой фазы. Этот способ дает возможность получать переходы точно на заданной глубине от поверхности кристалла, что является важным при использовании для кремниевых фотоэлементов материала с небольшой длиной диффузии неравновесных носителей^{*)}.

Для получения достаточно больших коэффициентов использования α глубина расположения $P-N$ -перехода должна быть меньше длины диффузии дырок в слое N -кремния, легированного фосфором. В ходе работы было обнаружено, что время жизни носителей заряда в использовавшемся кремнии значительно снижается во время термообработки, необходимой для диффузии фосфора. На это явление указывал и Фулер¹⁰. Несмотря на это обстоятельство, измерения коэффициента собирания α указывают на то, что избыточные носители, образуемые поглощаемыми фотонами с длинами волн от 1,1 до 0,4 м используются при достаточно малой глубине наложения $P-N$ -перехода в среднем на 50% (рис. 3). На основании предварительных данных можно утверждать, что указан-

*) Более подробные данные о свойствах исследованных $P-N$ -переходов будут в ближайшее время опубликованы.

ное значение α в значительной степени зависит от скорости поверхностной рекомбинации. Дальнейшее уменьшение толщины N -слоя на поверхности кремния методом травления приводит к заметному увеличению коэффициента использования. Однако избыточное утончение N -слоя при значительной полезной поверхности фотоэлемента обуславливает снижение к. п. д. за счет роста сопротивления слоя, оказывающегося

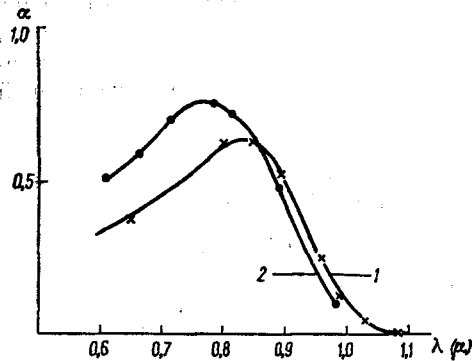


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента использования фотонов α . Кривая 1: $P-N$ -переход к глубине около 15 микрон. Кривая 2: $P-N$ -переход на глубине около 9 микрон.

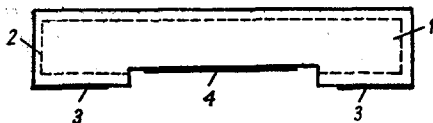


Рис. 4. Конструкция экспериментального кремниевого фотоэлемента (разрез): 1 — кремний P -типа; 2 — слой кремния, превращенного в N -тип термической диффузией фосфора; 3 — кольцевой электрод на кремнии N -тип; 4 — электрод на кремнии P -типа.

стоящее время при необходимости доведена до 5–8 см^2 . Толщина пластинки обычно равняется 0,7–1,0 мм.

2. ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ И НАГРУЗОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Вольтамперная характеристика освещенного солнечным светом фотоэлемента площадью 0,95 см^2 приводится на рис. 5. Темновая вольтамперная характеристика в области прямого тока хорошо описывается выражением

$$I = I_s \left(e^{\frac{q}{AKT}(U - IR_{\text{посл}})} - 1 \right),$$

где $A=1,4$. Сравнивая теоретическую вольтамперную характеристику $P-N$ -перехода и темновую характеристику фотоэлемента, можно определить суммарное последовательное сопротивление $R_{\text{посл}}$ и определить максимальный экстраполированный к $R_{\text{посл}} \rightarrow 0$ к. п. д. η_p .

Согласованное (оптимальное) сопротивление нагрузки R_n может быть определено из нагрузочной характеристики, а также путем вычисления⁷.

включенным последовательно с внешней нагрузкой. Вопрос о влиянии последовательных сопротивлений $R_{\text{посл}}$ рассмотрен в работе, посвященной германиевым фотоэлементам⁶, а также Принсом⁸. Снижение величины $R_{\text{посл}}$ до минимума имеет существенное значение. Сопротивление тонкого слоя может быть уменьшено нанесением полупрозрачного металлического электрода. Однако этот способ связан со снижением к. п. д. за счет поглощения света в металле, превосходящим выигрыш в к. п. д. за счет уменьшения последовательного сопротивления. Другим возможным способом является нанесение металлической сетки большой прозрачности. Кроме того, необходимо снижение характеристического сопротивления переходного контакта кремний — металл до достаточно малых значений.

Конструкция экспериментального кремниевого фотоэлемента изображена на рис. 4. Как видно из рисунка, вся торцовая поверхность кремния является полезной. Площадь единичного фотоэлемента ограничивается только размерами исходного монокристалла и может быть в на-

В исследованных фотоэлементах площадью $0,95 \text{ см}^2$ при освещении нормально падающим солнечным светом R_n было равно 39 ом^*).

Не проводя более подробных вычислений, укажем четыре основных пути дальнейшего повышения к. п. д. преобразования:

Способ увеличения η	Возможное увеличение η
1) Увеличение коэффициента использования α до 1	В 2 раза
2) Снижение последовательного сопротивления $R_{\text{посл}} \ll R$	\sim в 1,5 раза
3) Просветление поверхности при $R=0$	В 1,35 — 1,4 раза
4) Улучшение формы нагрузочной характеристики путем применения более низкоомного материала (без изменения значения α)	Оценка требует дополнительной экспериментальной работы

Одновременное доведение α до значения, близкого к 1, сведение к минимуму отражения и $R_{\text{посл}}$ приводит к величине к. п. д. около 15%; значительный выигрыш за счет улучшения формы нагрузочной характеристики вряд ли осуществим, так как построение характеристики, соответствующей $R_{\text{посл}} = 0$ (рис. 5), показывает, что площадь вписанного в нее прямоугольника не может быть существенно увеличена.

3. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ СОЛНЕЧНОЙ БАТАРЕИ

Согласно теории¹¹ э. д. с., развиваемая кремниевым фотоэлементом, должна расти с понижением температуры. Предварительное исследование изменения V с температурой дало зависимость вида $\frac{dV}{dT} = -0,00252 \text{ В/}^\circ\text{С}^{**}$). На

рис. 6 показана зависимость V от температуры в области от -70 до $+90^\circ\text{С}$.

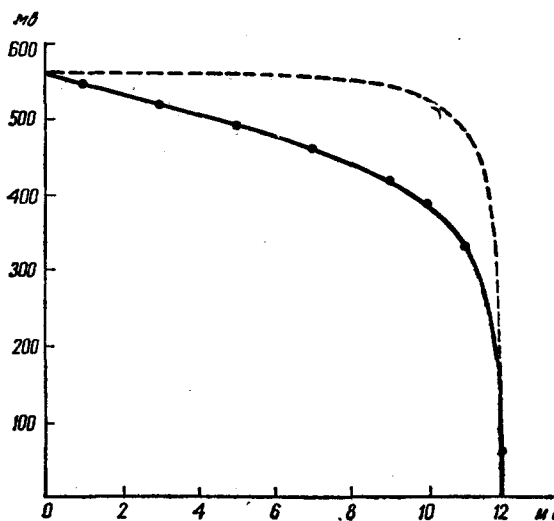


Рис. 5. Нагрузочная вольтамперная характеристика экспериментального кремниевого фотоэлемента площадью $0,95 \text{ см}^2$, освещенного нормально падающим излучением солнца мощностью 100 мвт/см^2 . Пунктирная кривая соответствует нагрузочной характеристике такого же элемента с $R_{\text{посл}} = 0$.

*) При освещении фотоэлемента лампой в 500 вт через слой воды толщиной 4 см ток короткого замыкания достигает 125 ма/см^2 , э. д. с. превышает $0,65 \text{ в}$ и максимальная электрическая мощность — $50 \text{ мвт с } 1 \text{ см}^2$.

Этот факт позволяет утверждать, что при рациональной системе теплоотвода можно существенно уменьшать необходимую площадь солнечной батареи путем концентрирования солнечного света.

**) Принс⁸ дает зависимость вида $\frac{dV}{dT} = 0,0288 \text{ В/}^\circ\text{С}$.

Очевидно, что условием получения максимальной мощности от солнечной батареи в полете является достаточно низкая равновесная температура солнечной батареи. Приближенный расчет теплового режима для кремниевой пластинки достаточно прост. Коэффициент отражения Si в области солнечного спектра, играющей в данном случае основную роль, хорошо изучен. Можно принять его равным, в среднем, 0,35. В области основного излучения при сравнительно низких температурах (вблизи 300° абс.) кремний является неселективным «серым» телом с коэффициентом излучения $\xi = 0,7$. Считая солнечную постоянную равной

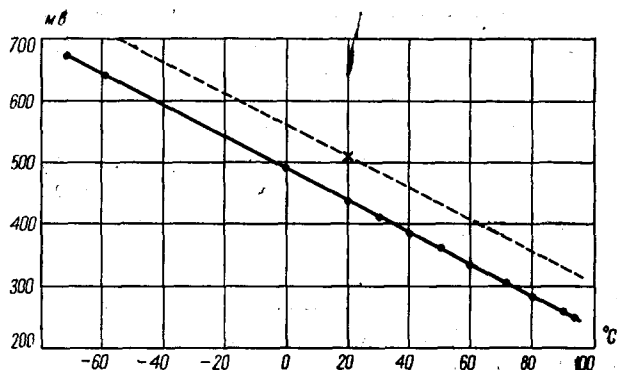


Рис. 6. Температурная зависимость э. д. с. кремниевых фотоэлементов. Сплошная кривая соответствует фотоэлементу из кремния с начальным $\rho \approx 20 \text{ ом}\cdot\text{см}$, пунктирная — фотоэлементу из кремния с начальным $\rho \approx 0,6 \text{ ом}\cdot\text{см}$ (предполагаемая кривая проведена через одну экспериментальную точку).

$0,135 \text{ вт/см}^2$, из уравнения теплового баланса и закона Стефана можно определить с погрешностью, не большей 5%, абсолютную температуру тонкой кремниевой пластинки, на которую нормально падает солнечный свет. Эта температура оказывается равной 324° абс. (прозрачность кремния при $\lambda > 1,1$ микрона не учтена). Эта температура является приемлемой; однако к. п. д. можно значительно повысить, сделав обратную (тыловую) поверхность солнечной батареи «черной» в области 2—15 микрон и увеличив площадь поверхности рассеяния. Приближенный расчет показывает, что при этом вполне может быть достигнута равновесная температура не выше $260\text{—}270^\circ$ абс. Дальнейшее снижение рабочей температуры и одновременное улучшение использования активной части спектра солнечного излучения можно осуществить нанесением интерференционного слоя для просветления поверхности в области $0,5\text{—}0,9 \text{ м}$ с одновременным повышением коэффициента отражения непосредственно за пределами этой области¹². Разумеется, практическому использованию указанного метода должна предшествовать экспериментальная работа в земных условиях.

Опыт применения солнечных батарей в земных условиях¹³ дал вполне однозначные положительные результаты. В условиях длительного полета искусственного спутника эта возможность получения электроэнергии пока является единственной, что оправдывает самые трудоемкие и сложные пути ее осуществления.

Получение данных о действительном температурном режиме, к. п. д., потоке энергии солнечного излучения и сам факт проверки действия солнечной батареи в реальных условиях позволит приступить к работе по созданию солнечных батарей значительной площади, предназначенных для длительного использования на спутнике.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. Chapin, C. Fuller, G. Pearson, J. Appl. Phys. **25**, 676 (1954).
 2. В. С. Вавилов, УФН **56**, 111 (1955).
 3. В. С. Вавилов, Журнал «Атомная энергия», № 3 (1956).
 4. В. К. Субашиев, Полупроводниковые преобразователи солнечной энергии, ИПАН СССР, Л., 1956.
 5. К. Я. Кондратьев, Лучистая энергия Солнца, Гидрометеониздат, 1954, стр. 238.
 6. В. С. Вавилов, Л. С. Смирнов, Радиотехника и электроника, № 8 (1956).
 7. W. Pfann, W. Rosebroeck, J. Appl. Phys. **25**, 1422 (1954).
 8. M. Prince, J. Appl. Phys. **26**, 534 (1955).
 9. Ю. П. Маслаковец, Г. Б. Дубровский, С. А. Полтинников, В. К. Субашиев, ЖТФ **26**, 2396 (1956).
 10. C. Fuller, Phys. Rev. **96**, 833 (1954).
 11. R. Cummrow, Phys. Rev. **95**, стр. 1 (1954).
 12. И. В. Гребенщиков и др., Просветление оптики, Гостехиздат, 1946.
 13. D. Chapin, C. Fuller, G. Pearson, Bell. Lab. Res. **33**, 241 (1955).
 14. J. Loferski, J. Appl. Phys. **26**, № 7, 777 (1956).
 15. E. Burstein, P. H. Egli, «Advances in Electronics and Electron Physics», Acad. Press, № 7, 1955.
-