

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

B. С. Вавилов

1. ВВЕДЕНИЕ

В теории физических процессов в полупроводниках и в практическом применении полупроводниковых устройств за последние годы достигнуты большие успехи.

Стало совершенно очевидным, что полупроводниковые приборы являются не только достойными соперниками вакуумных электронных ламп, но и открывают новые, бывшие до сего времени закрытыми пути в радиофизике и электронике.

Ниже будут рассмотрены возможности, открывшиеся в новой области применения полупроводников, связанной с вопросом рационального использования энергии солнечного излучения и энергии радиоактивного распада.

Показано, что световая энергия и энергия радиоактивного распада могут быть непосредственно преобразованы со значительной эффективностью в электрическую энергию с помощью электронно-дырочных (э.-д.) переходов в кристаллах полупроводника. Пары положительных и отрицательных носителей заряда (дырки и электроны), возникающие в результате поглощения фотона или ионизации внутри кристалла при прохождении быстрого электрона и диффундирующие к переходу, разделяются в поле объемного заряда перехода. Разделенные полем носители изменяют высоту потенциального барьера, что приводит к прохождению тока в нагрузочном сопротивлении, включённом между внешними электродами.

Ввиду того, что каждая β -частица образует много пар носителей заряда, «элемент», состоящий из источника β -излучения и кристалла полупроводника с э.-д. переходом, преобразует поток малого числа быстрых электронов в значительно более сильный ток электронов малой энергии.

В настоящее время известны и другие прямые методы преобразования энергии излучения в электроэнергию. Академиком А. Ф. Иоффе и его учениками разработаны полупроводниковые термоэлементы, с большой эффективностью^{2,24} используемые в народном хозяйстве СССР. Ещё в 1913 г. Мозли³ установил, что разность потенциалов в 150 000 вольт могла быть достигнута за счёт эмиссии заряженных частиц шаром, содержавшим радон и подвешенным на изоляторе в вакууме; в 1945 г. советские физики Лобанов и Беляков сообщили о результатах, полученных с усовершенствованным ими генератором высокого напряжения, основанным на принципе зарядки тела за счёт испускания частиц⁴. Аналогичные устройства описаны также в⁵ и⁷.

Явление выделения электрической энергии в результате освещения или облучения быстрыми частицами выпрямляющего слоя известно давно. Фотоэлемент с запирающим слоем был изобретён русским физиком В. А. Ульяниным в 1888 г.⁸. Однако возможность получения высоких эффективностей преобразования⁹, делающих это явление особенно важным, и механизм процессов внутреннего фотоэффекта вблизи области выпрямляющего перехода были выяснены лишь в последнее время в связи с общими достижениями в теории и применениях полупроводников^{1, 10}.

Наибольший интерес представляют три области применения полупроводниковых «батарей».

Первая из них — малогабаритные, долговечные и надёжные источники питания электронной аппаратуры с кристаллическими триодами. Создание батарей такого рода с радиоактивными источниками энергии представляется возможным. Электрическая мощность порядка микроватт при разности потенциалов в несколько десятых вольта может быть достигнута при использовании одного э.-д. перехода и сравнительно слабых источников быстрых электронов. Повидимому, β -излучатели высокой удельной активности с достаточно большими периодами полураспада, являющиеся продуктами деления тяжёлых ядер (Sr^{90} — Y^{90}) или возникающие при облучении медленными нейтронами в реакторе (например, Tl^{204}), могут быть получены при сравнительно малых затратах.

Второй областью применений представляется преобразование энергии распада значительных количеств неочищенных или частично обогащённых продуктов деления в электроэнергию. В этих случаях может быть использована энергия как β -, так и γ -излучения; устройства для преобразования энергии потребуют мощной защиты от излучения и больших количеств как продуктов деления, так и полупроводника.

Третьей, вероятно, наиболее важной областью применения является преобразование энергии солнечного излучения.

2. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

Электронно-дырочные переходы, выпрямляющие свойства которых используются в полупроводниковых электронных приборах (детекторах, выпрямителях, триодах, фотоэлементах и др.), существуют в той части кристаллов полупроводника, где концентрация примесей более или менее резко изменяется от преобладания акцепторного типа (область дырочной проводимости) к преобладанию донорного типа (электронная проводимость)*). Теории выпрямления тока и проникновения неравновесных носителей заряда в область с противоположным типом проводимости посвящено множество работ советских и иностранных авторов (см.¹). В настоящем обзоре мы коснёмся лишь тех явлений в э.-д. переходах, которые непосредственно необходимы для рассмотрения вопроса о преобразовании энергии излучений. В принципе э.-д. переход должен был существовать на поверхности соприкосновения двух кристаллов полупроводника, различающихся по типу проводимости. Наличие поверхностных загрязнений, нарушения структуры кристаллической решётки у поверхности кристалла и трудность осуществления контакта значительной площади не дают возможности использовать этот метод для создания э.-д. переходов в полупроводнике. В настоящее время показано, что вблизи точечного контакта металлических острый с полупроводником при формовке контакта пропусканием импульсов тока возникают выпрямляющие э.-д. переходы. Однако для целей преобразования энергии излучения, поглощаемого кристаллом полупроводника, электронно-дырочные переходы должны иметь значительную площадь с тем, чтобы максимально возможная часть избыточных носителей заряда, возникших при поглощении излучения в слое вблизи перехода, захватывалась электрическим полем объёмного заряда перехода.

Известно несколько способов искусственного изготовления кристаллов полупроводника, содержащих электронно-дырочные переходы значительной площади. Свойства переходов, т. е. концентрации донорных и акцепторных примесей по обе стороны перехода и крутизна перехода, определяемая градиентом концентрации примесей, в известной степени контролируемые, т. е. могут быть заданы заранее. Применявшаяся в первоначальных опытах для получения э.-д. переходов бомбардировка кристаллов с электронной проводимостью α -частицами или дейтонами^{1, 10} приводит, вместе с образованием акцепторных центров, к сильному уменьшению длины диффузии носителей заряда; кроме того, сам по себе метод сложен и в настоящее время не применяется.

* См., например, обзоры в УФН 40, 120 (1950), а также 46, 96 (1952).

Наиболее простым с технической стороны является так называемый метод вплавления, широко используемый для создания выпрямляющих э.-д. переходов в германиевых выпрямителях и триодах (см.¹, статьи 2, 3, 4). Индий, представляющий собой акцепторную примесь, накладывается в виде цилиндра или пластиинки на монокристалл германия с электронной проводимостью; обработка при температуре выше точки плавления индия (155°) и ниже точки плавления германия (936°) в вакууме или атмосфере инертного газа приводит к растворению части германия в жидким индии и постепенному продвижению границы $\text{Ge} - \text{сплав In-Ge}$ внутрь кристалла. Некоторое количество атомов индия диффундирует от этой границы вглубь германия, изменяя тип проводимости. Площадь перехода ограничена, в принципе, лишь размерами индивидуальной пластиинки и кристалла германия. Недостатком выпрямляющих переходов, полученных методом вплавления индия, является нарушение кристаллической структуры в области дырочной проводимости, представляющей собой тонкий слой между германием, сохранившим первоначальные свойства, и сплавом In-Ge . С нарушениями структуры связано ухудшение вольтамперных характеристик.

Переходы со свойствами, весьма близкими к теоретически ожидаемым, могут быть получены методом термической диффузии примесей в монокристаллы германия и кремния. Постоянные диффузии элементов, представляющих собой важнейшие акцепторные и донорные примеси в Ge и Si (Sb , As , Ga , In — для германия, B , P , Li — для кремния) известны, а осуществление условий, необходимых для проведения диффузии внутрь кристалла достаточных количеств атомов примеси, не представляет значительных трудностей. Кристаллы, в которых должны быть созданы э.-д. переходы, покрываются тонким слоем нужной примеси или помещаются в атмосферу паров примеси и прогреваются при достаточно высокой температуре. Время обработки не превышает обычно десятков часов. Структура монокристаллических образцов германия и кремния при соблюдении нужных предосторожностей (контроль температуры во время диффузии, медленное охлаждение) остаётся неизменной. Согласно результатам, приводимым в ⁹, в кремниевых фотозлементах большой площади длина диффузии носителей заряда достигает $0,1 - 0,2 \text{ м.м.}$, что достаточно для получения высоких эффективностей при преобразовании энергии светового излучения.

В меньшей степени разработаны методы введения примеси во время выращивания монокристаллов Ge и Si , а также оттеснения примесей изменением скорости выращивания (см.¹). Причина заключается в значительной сложности проведения опытов, не позволяющей получать больших количеств кристаллов с переходами, а также в меньшей определённости геометрии переходов, получаемых указанными способами.

Монокристаллы германия и кремния высокой чистоты, наиболее часто используемые для изготовления полупроводниковых устройств с э.-д. переходами, а также кристаллы интерметаллических соединений элементов III и V групп системы Менделеева, похожие на Ge и Si по своим электрофизическим свойствам, имеют две зоны разрешённых значений энергии электронов, разделённые запрещённой зоной, ширина которой порядка одного электрон-вольта. В кристаллах Ge и Si это — зона валентной связи, почти заполненная электронами, и почти пустая зона проводимости, лежащая над ней. Ширина запрещённой зоны в германии равна 0,75 эв, в кремнии 1,15 эв.

На рис. 1 изображены уровни энергии в области э.-д. перехода, находящегося в состоянии равновесия. В области перехода

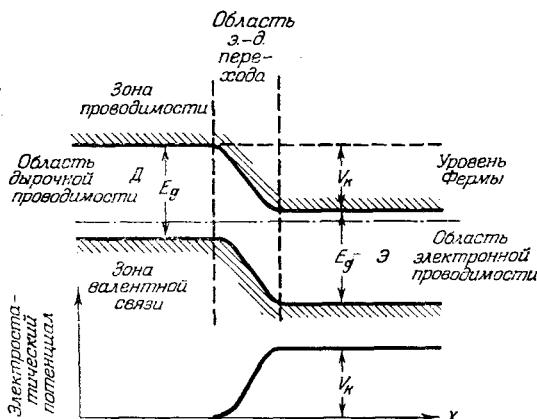


Рис. 1.

имеет место двойной слой зарядов и связанная с ним электростатическая (контактная) разность потенциалов.

Высота электростатического барьера V_k равна разности высот положений зоны проводимости в веществах с электронной и дырочной проводимостью.

Величина V_k зависит от концентрации носителей заряда основного типа в электронной и дырочной областях:

$$V_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_p p_p}{n_i^2},$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, q — заряд электрона, n_p — концентрация электронов в э.-области, p_p — концентрация дырок в д.-области, n_i — концентрация электронов или дырок в полупроводнике без примесных уровней, с собственной проводимостью. При n_p и p_p порядка 10^{16} см^{-3} V_k близко к E_g .

В последующих разделах рассматривается приближённая теория полупроводниковых преобразователей энергии с э.-д. переходами¹² и результаты опубликованных экспериментальных работ.

На основе теории выпрямления в э.-д. переходе и эквивалентной схемы определяется максимальная мощность и эффективность преобразования. Теория применима независимо от первоначального процесса генерации избыточных носителей заряда (см. также²³).

3. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЭНЕРГИИ β -ИЗЛУЧЕНИЯ

Основным условием, соблюдение которого необходимо в любом полупроводниковом преобразователе с э.-д. переходом, является поглощение как можно большей доли падающего излучений вблизи перехода.

Задача может быть разделена на: а) подбор источника излучения, б) выбор геометрии преобразователя и в) выяснение оптимальных свойств полупроводника и э.-д. перехода.

Очевидно, что радиоизотопы, испускающие только β -частицы, являются наиболее выгодными с точки зрения пробега частиц, их средней энергии и требований к защите от излучения. Среди известных, хорошо изученных и легко получаемых радиоизотопов имеется несколько изотопов с нужными энергиями и периодами полураспада. Поглощение γ -излучения веществом, как известно, сопровождается появлением быстрых электронов, в свою очередь образующих пары носителей заряда. Хотя коэффициент поглощения γ -лучей мал, использование их представляется возможным в устройствах больших размеров.

Б. М. Коноваленко, С. М. Рывкин и В. М. Тучкевич²² показали, что чувствительность германиевых фотоэлементов с э.-д. переходами к рентгеновскому излучению в 100 раз и более превышает чувствительность других типов фотоэлементов с запирающим слоем²². Германиевые фотоэлементы в соединении с переносными стрелочными приборами представляют собой весьма удобный и простой рентгеновский дозиметр. Альфа-частицы, проходя в кристалле полупроводника, также вызывают появление пар носителей, но их использование вряд ли возможно вследствие сильных разрушений решётки, появляющихся в веществе. В случае β -частиц с энергиями, превышающими некоторое граничное значение E_t , имеет место накопление дефектов решётки, вызывающее снижение эффективности преобразования. Одним из выходов является использование источников с предельной энергией β -спектра, меньшей E_t . В принципе, в этом случае могут быть получены большие эффективности, чем при уменьшении средней энергии поглотителями. При теоретическом рассмотрении удобно пользоваться моделью плоскостного слоя радиоизотопа на кристалле

полупроводника с э.-д. переходом, параллельным плоскости источника и расположенным от неё на расстоянии, меньшем чем длина диффузии носителей заряда. Более эффективным является устройство из двух пластинок полупроводника, по одной с каждой стороны слоя радиоизотопа¹². Ещё более выгоден набор чередующихся параллельных тонких пластинок полупроводника и активных слоёв; в этом случае используется вся энергия β -частиц и каждый э.-д. переход бомбардируется с двух сторон.

Наиболее важными, с точки зрения получения больших эффективностей, преобразованиями являются следующие требования к э.-д. переходам. Пробег β -частиц в полупроводнике должен быть малым, а одна из длин диффузии неосновных носителей заряда (или их сумма), определяющая эффективный рабочий объём, велика. В частности, она должна существенно превышать длину, на которой поглощаются β -частицы с начальной энергией, меньшей граничной энергии образования дефектов решётки E_f . Напомним, что в чистых кристаллах германия длины диффузии носителей иногда достигают нескольких миллиметров. Граничная энергия образования дефектов решётки E_f должна иметь возможно большее значение, а энергия ϵ , затрачиваемая на образование пары носителей β -частицами, должна быть малой. Некоторые из указанных свойств связаны между собой. Если одна из длин диффузии мала, что имеет место в э.-д. переходах, изготовленных методом вплавления металла в полупроводник (см. выше), переход должен отстоять от поверхности дальше, чем на средний пробег β -частицы, с тем, чтобы освобождение носителей происходило в материале с большой длиной диффузии. Вследствие того, что ширина запрещённой зоны E_g представляет собой верхний предел разности потенциалов на выходе преобразователя, желательно, чтобы она была большой. Сравнение свойств германия и кремния указывает на то, что кремний выгоднее в отношении E_g (1,15 эв), в то время как германий имеет преимущества в пробеге β -частиц, E_f и длинах диффузии.

Результаты, достигнутые в настоящее время с кремниевыми преобразователями, превосходят как по максимальному напряжению, так и по мощности то, что получено с германием, по крайней мере на порядок величины.

4. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Разность потенциалов, ток и электрическая мощность во внешней цепи могут быть вычислены с помощью эквивалентной схемы, на основании вольтамперной характеристики э.-д. перехода. Максимальная мощность, выделяющаяся во внешней цепи при оптимальной нагрузке, и предельная эффективность являются функциями

потока избыточных носителей и дифференциального сопротивления перехода при нулевом смещении R_0 .

Избыточные носители заряда, возникающие на малых по сравнению с длиной диффузии расстояниях от перехода, при допущениях рассматриваемой теории все проникают сквозь переход, причём дырки уходят в область с дырочной проводимостью, электроны — в область электронной проводимости. Обозначим I_g ток, соответствующий сумме диффузионных потоков дырок и электронов сквозь переход. Диффузионный поток носителей заряда сквозь э.-д. переход вызывает появление разности потенциалов V между областями дырочной и электронной проводимости. Дырочная область заряжается положительно, электронная отрицательно. Разность потенциалов V обусловленная объёмным зарядом, приводит к прохождению сквозь э.-д. переход «прямого» тока I_f .

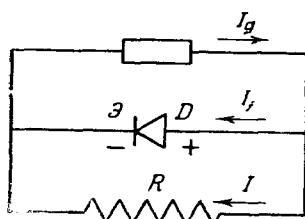


Рис. 2.

Если внешняя цепь замкнута на сопротивление R , то в ней протекает ток $I = I_g - I_f$. Эквивалентная схема (рис. 2) состоит из генератора тока I_g , включённого параллельно выпрямляющему переходу, и нагрузочного сопротивления R . Это сопротивление является единственным линейным сопротивлением в рассматриваемом простейшем случае. Ток короткого замыкания при указанных предположениях равен I_g^*). Приведённая эквивалентная схема, позволяющая в первом приближении анализировать работу преобразователя, во многих случаях является достаточной.

Уравнения для токов и напряжений в эквивалентной цепи можно записать как

$$I_g = I_f + I, \quad (1)$$

$$I_f = \frac{kT}{qR_0} \left(e^{\frac{qV}{A kT}} - 1 \right), \quad (2)$$

$$IR = V, \quad (3)$$

где V — разность потенциалов на выходе преобразователя. Обычная вольтамперная характеристика э.-д. переходов с малым омическим сопротивлением полупроводника, которым свойственно быстрое «насыщение» V при прямом направлении тока (положительные V и I), хорошо передаётся уравнением (2). В частности, оно справедливо (при $A = 1$) для большинства э.-д. переходов в кристаллах

^{*)} В следующем приближении, помимо рекомбинации носителей на поверхности и в объёме, необходимо учитывать падение напряжения и потери в объёме полупроводника и переходных сопротивлениях у электродов.

германия. В кремниевых выпрямителях токи в прямом направлении, пропорциональные $(e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$, растут медленнее ($A > 1$). Подобный ход характеристики, вероятно, обусловлен сравнительно плавным изменением типа проводимости (пологим градиентом концентрации примеси) и другими причинами (см., например, ¹⁹).

Для германиевого преобразователя напряжение V , таким образом, связано с током I_g следующим уравнением:

$$\frac{kT}{q} \frac{R}{R_0} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) + V = I_g R. \quad (4)$$

Максимальная мощность выделяется во внешней цепи при согласованной нагрузке R , которую можно определить из условия

$$\frac{dW}{dR} = 0; \quad W = I^2 R = I \cdot V. \quad (5)$$

Отсюда

$$\frac{R}{R_0} = e^{\frac{qV}{kT}}. \quad (6)$$

и

$$I_g = \frac{kT}{qR_0} \ln \left(\frac{R_0}{R} \right) + \frac{kT}{q} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right). \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет определять согласованное сопротивление R при заданных R_0 и I_g .

Если ввести понятие «приведённого тока» g , как отношение I_g к теоретическому значению тока насыщения в переходе, т. е. положить

$$g = \frac{I_g}{\frac{kT}{qR_0}} = \frac{I_g q R_0}{kT} \quad (8)$$

и обозначить

$$\frac{R_0}{R} = Z, \quad (9)$$

то (7) может быть записано в виде

$$g = Z \ln Z + Z - 1. \quad (10)$$

Зависимость величины Z , выражающей относительное значение проводимости нагрузки, от приведённого тока g изображена на рис. 3 ¹²; пользуясь этой зависимостью, можно при заданных I_g , R_0 и T определить согласованное сопротивление нагрузки $R = R_0/Z$, соответствующее максимальной мощности W_m .

Независимо от формы характеристики, согласованное сопротивление R равно дифференциальному сопротивлению перехода в данной рабочей точке. В рассматриваемом случае оно меньше,

чем $R_j = \frac{V}{I_f}$, так как

$$\frac{R}{R_j} = \frac{Z-1}{Z \ln Z} \leq 1. \quad (11)$$

При малых $I_g R$ стремится к R_0 , а при $g = 12$ составляет $0,5R_j$ или $0,2R_0$.

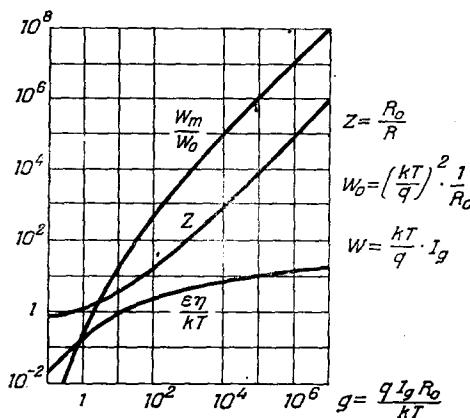


Рис. 3. Зависимость относительной проводимости нагрузки Z , приведённой максимальной мощности $\frac{W_m}{W_0}$ и приведённой предельной эффективности $\frac{\epsilon\eta}{kT}$ от приведённого тока g .

Так как ток и напряжение, соответствующие максимальной мощности, равны соответственно

$$I = \frac{kT}{qR_0} Z \ln Z, \quad (12)$$

$$V = \frac{kT}{q} \ln Z, \quad (13)$$

то максимальная мощность

$$W_m = \left(\frac{kT}{q}\right)^2 \cdot \frac{Z}{R_0} (\ln Z)^2. \quad (14)$$

Если ввести величину $W_0 = \left(\frac{kT}{q}\right)^2 \frac{1}{R_0}$,

то

$$W_m = W_0 Z (\ln Z)^2. \quad (15)$$

Зависимость «приведённых» значений максимальной мощности $\frac{W_m}{W_0}$ от g показана на рис. 3.

Разность потенциалов при разомкнутой внешней цепи равна

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{qI_g R_0}{kT} \right). \quad (16)$$

Если можно пренебречь омическим падением напряжения в полупроводнике, то зависимость V_0 от I_g должна быть такой же, как зависимость V от I_f в отсутствие генерации избыточных носителей, т. е. совпадать с прямой ветвью вольтамперной характеристики.

Предельная эффективность η может быть вычислена в предположении отсутствия рекомбинации в полупроводнике, т. е. прохождении всех генерируемых избыточных носителей сквозь э.-д. переход. Если на образование одной пары носителей затрачивается энергия ϵ , то, так как каждый носитель проходит разность потенциалов V , а часть носителей, равная $\frac{I}{I_g}$, составляет ток нагрузки

$$\eta = \frac{qV}{\epsilon} \cdot \frac{I}{I_g} = \frac{qV^2}{R\epsilon I_g} = \frac{kT}{\epsilon} Z (\ln Z)^2 \frac{1}{g}. \quad (17)$$

В отличие от двух первых выражений для η последнее справедливо при условии, что в цепь включено согласованное сопротивление R . Это выражение может быть переписано в более удобном для анализа виде:

$$\frac{\eta\epsilon}{kT} = \frac{Z (\ln Z)^2}{g} = \frac{W_m}{W_1}, \quad (18)$$

где $\frac{\eta\epsilon}{kT}$ — приведённая предельная эффективность и

$$W_1 = \frac{kT}{q} I_g = gW_0. \quad (19)$$

Зависимость приведенной эффективности от g изображена на рис. 3.

Величину W_1 удобно использовать в качестве единицы мощности, так как она пропорциональна I_g и позволяет определять по кривой рис. 3 максимальную мощность W_m .

Эффективность преобразования мала в случае малых энергий излучения и растёт с I_g .

В случае быстрых электронов, согласно данным опыта¹³, ϵ равно примерно 3 эв для германия и 3,6 эв для кремния.

Если использовать эти усреднённые значения (что, разумеется, является приближением и может привести к ошибкам в случае начальных энергий быстрых электронов, сильно отличных от тех, для которых получены указанные значения), то I_g и g оказываются просто пропорциональными мощности поглощённого потока β -частиц.

В случае преобразования световой энергии ϵ равно энергии фотона $\frac{hc}{\lambda}$, так как квантовый выход в основной полосе погло-

щения равен единице. Для любого спектрального распределения может быть выбрана средняя энергия \bar{e} , соответствующая средней длине волны $\bar{\lambda}$.

Вопрос об эффективности преобразования излучения Солнца и зависимости эффективности от коэффициента поглощения подробно рассмотрен в работах^{13, 14}. При вычислении эффективности преобразования необходимо учитывать отражение на поверхности полупроводника; для германия в интервале длин волн от 0,4 до 2 микрон оно составляет около 0,45—0,37. Если излучение проходит сквозь поверхность в достаточно толстый слой полупроводника и нацело поглощается в нём (в пределах основной полосы поглощения, ограниченной длинами волн около 2 микронов в Ge и 1,2 микрона в Si, это имеет место уже при толщине слоя порядка 50 микронов), кривую распределения необходимо умножить на $(1 - r)$, где r — коэффициент отражения.

Все приведенные выше выражения не учитывали рекомбинации избыточных носителей заряда на поверхности и в объеме полупроводника. Аналитические методы учёта поверхностной рекомбинации связаны с громоздкими вычислениями; объёмную рекомбинацию в случае одномерной задачи (нормальное падение света на плоский э.-д. переход) нетрудно учесть через длины диффузии неосновных носителей, что и сделано в работе¹³. Для β -излучения задача сильно усложняется как ещё не изученными процессами на поверхности, так и тем, что поглощение частиц сопровождается сильным рассеянием.

Примеры количественных оценок

а) Энергия радиоактивного распада. В случае поглощения кристаллом кремния β -частиц, испускаемых тонким слоем $\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$, при мощности источника в 50 милликури можно положить $I_g = 10^{-4} \text{ а}$ и для площади, равной 1 см^2 , $R_0 = 10^6 \text{ ом}$. При $T = 300^\circ \text{ abs}$.

$$\begin{aligned} g &= 3870, \\ Z &= 500; \quad R = 2000 \text{ ом}, \\ I &= 81 \text{ мка}, \quad V = 0,16 \text{ в}, \\ W_m &= 13 \text{ мквт}. \end{aligned}$$

Предельная эффективность $\eta = 3,8\%$.

б) Преобразование энергии солнечного излучения. Значение солнечной постоянной на уровне моря (с учётом поглощения радиации атмосферой при безоблачном небе и зенитном расстоянии Солнца 60°) равно¹² $0,089 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Если учесть, далее, коэффициент отражения кремния, равный 0,32, то число фотонов с энергиями, достаточными для образования избыточных носителей ($\lambda > 1,2 \mu$), составляет $2,47 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, чему соот-

ветствует предельный ток $I_g = 27 \cdot 10^{-3} \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$. Если $\bar{\lambda} = 0,37 \mu$ и $\bar{\epsilon} = 3,3 \text{ эв}$, то при $R_0 = 10^3 \text{ ом} \cdot \text{см}^2$ и $T = 300^\circ \text{ абс}$. $g = 1,04 \cdot 10^6$, $Z = 8,4 \cdot 10^4$, $R = 11,9 \text{ ом} \cdot \text{см}^2$, $I = 24 \cdot 10^{-3} \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$, $V = 0,29 \text{ в}$, $W_m = 7 \cdot 10^{-3} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $\eta = 7,8\%$.

Экспериментальные данные для э.-д. переходов, изготовленных путём диффузии бора в тонком поверхностном слое кристаллов кремния, показывают, что их свойства приближаются к приведенным оценкам¹⁵. Вольтамперные характеристики таких переходов соответствовали выражению (2), при значении $A = 2 - 3$.

Следует полагать, что в преобразователях, описанных в¹⁵, вероятность поверхностной рекомбинации была достаточно малой.

5. ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ β -ИЗЛУЧЕНИЯ

Количество энергии быстрых электронов, поглощаемое полупроводником, определяется мощностью источника. Если разделить эту величину на среднюю энергию $\bar{\epsilon}$, необходимую для освобождения пары носителей, то частное (в предположении идеального «собирания» носителей переходом) равно потоку носителей через переход.

Свойства некоторых радиоизотопов указаны в таблице, в которую, кроме ядер с чистым β -спектром, включены Co^{60} и Cs^{137} — Ba^{137} , испускающие вместе с β -частицами γ -лучи.

Свойства некоторых радиоизотопов

Изотоп	Период полу-распада $\tau_{1/2}$	Максимальная энергия β -частиц и γ -квантов, Мэв	Плотность $(\text{г} \cdot \text{см}^{-3})$	Пробег β -частиц $(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{А}^{-1})$	Предельная активность $(\text{кюри} \cdot \text{г}^{-1})$	Оценка величины удельной активности $(\text{кюри} \cdot \text{г}^{-1})$
Кобальт 60	5,2 года	0,31 β 1,17 γ 1,33 γ	8,9	0,083	$1,15 \cdot 10^3$	1,10
Стронций 89	53 дня	1,5 β	2,55	0,68	$2,8 \cdot 10^4$	3000
Стронций 90	20 лет	0,54 β	2,55	0,22	200	16
Иттрий 90	62 часа	2,2 β	5,5	1,06	200	16
Прометий 147	4,4 года	0,22 β	—	0,049	500	50
Таллий 204	2,7 »	0,78 β	11,9	0,30	650	65
Кальций 45	180 дней	0,25 β	1,54	0,06	16 000	1600
Цезий 137	33 года	0,5 β (95%) 1,2 β (5%)	1,9	0,16	79	11
Барий 137	26 мин.	0,66 γ	3,5	0,51	79	11

Активности вычислены следующим образом: если все атомы радиоактивны, масса 1 кюри равна $\frac{CM^t}{N} \text{г}\cdot\text{кури}^{-1}$, где M — молекулярный вес, $C = 3,7 \cdot 10^{10}$ — число распадов в секунду для одного кюри и $N = 6,03 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро. Предельная активность единицы массы, выраженная через $\tau_{1/2} = \tau \ln 2$, составляет $1 \cdot 13 \cdot 10^{13}$ $\frac{M\tau_{1/2}}{\text{кури}\cdot\text{г}^{-1}}$. В источнике, нанесённом на подложку тонким слоем, можно пренебречь самопоглощением, считая, что половина испускаемых β -частиц поглощается полупроводником. Как указывалось выше, слой может быть заключён между двумя пластинками полупроводника. При облучении с одной стороны до 40% частиц могут быть рассеяны в обратном направлении¹⁶, однако этот эффект может быть сведён к нулю помещением сзади активного слоя тяжёлого отражателя. При последующих количественных оценках обратное рассеяние не будет учитываться.

Самопоглощение резко снижает долю β -частиц, испускаемых толстым источником. Распределение по энергиям электронов, испускаемых толстым слоем $\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$, рассчитано в работе¹² на основании теории для полубесконечного β -излучателя. Начальная энергия взята равной средней энергии электронов Y^{90} , т. е. $0,89 \text{ Мэв}$. Распределение выходящего потока по длинам пробегов преобразовано в распределение по энергиям и при плотности слоя, равной плотности стронция, даёт среднюю энергию выходящих электронов, равную $0,57 \text{ Мэв}$, и число выходящих электронов, составляющее $0,03 n \text{ см}^{-3}$ на n электронов, испускаемых в 1 см^3 .

Активности в $41 \text{ кюри}\cdot\text{см}^{-3}$ ($16 \text{ кюри}\cdot\text{г}^{-1}$) соответствует поток выходящих электронов в $4,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$ и поток энергии в $2,5 \cdot 10^{10} \text{ Мэв}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ вт}$. Этот поток энергии эквивалентен потоку энергии от «тонкого» источника активностью в $1,5 \text{ кюри}\cdot\text{см}^{-2}$.

6. ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Бомбардировка быстрыми электронами вызывает в кристаллах полупроводника появление акцепторных центров и центров рекомбинации¹⁷, которые, повидимому, связаны с пустыми узлами и атомами в междуузлиях кристаллической решётки. Эффективность преобразования энергии постепенно снижается при облучении полупроводника, в первую очередь именно из-за увеличения вероятности рекомбинации носителей заряда на поверхности и в объёме. Кроме того, действие быстрых частиц может выражаться в снижении R_v ; при облучении поверхности с электронной проводимостью вблизи неё может образоваться встречный э.-д. переход, если в слое вблизи поверхности изменится тип проводимости.

В соответствии с теорией показано, что при энергиях электронов ниже некоторого предела E_t , равного для германия 0,63 Мэв¹⁸, длительно существующих дефектов решётки не образуется.

Согласно оценке, ещё не подтверждённой опытом, для Si граничная энергия E_t составляет 0,3 Мэв¹².

Скорость накопления дефектов решётки в Ge под действием излучения Sr⁹⁰ — Y⁹⁰ может быть оценена, если учитывать только электроны, испускаемые Y⁹⁰, так как максимальная энергия электронов от Sr⁹⁰ достаточно мала. Спектр распределения по энергиям электронов Y⁹⁰ показан на рис. 4. Средняя кинетическая энергия электронов составляет 0,89 Мэв. В случае тонкого источника число возникающих дефектов, отнесённое к числу электронов, составляет 0,01. Число дефектов, образуемых в 1 секунду электронами от 1 кюри Y⁹⁰ на 1 см², составит $3,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, причём они образуются на глубине до 0,156 см. Средняя скорость увеличения концентрации дефектов равна $2,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. Если считать эффективное сечение рекомбинации электронов и дырок равным 10^{-16} см^2 и тепловую скорость равной $10^7 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, среднее время жизни τ через t секунд облучения (имеется в виду τ , обусловленное только возникшими дефектами) составит $[(2,3 \cdot 10^9 t) (10^7) (10^{-16})]^{-1}$ сек. Таким образом, если оценка верна, через 1 сутки τ будет равно $5 \cdot 10^{-6}$ сек. Поглотитель, имеющий толщину, достаточную для снижения предельной энергии до значения ниже E_t , в случае активности в 1 кюри · см⁻² снижает эффективность преобразования до значения порядка 10^{-6} процента. Согласно расчётом авторов работы¹² применение более тонкого поглотителя, для которого скорость накопления дефектов уменьшается до величины, делающей срок службы э.-д. перехода сравнимым с полупериодом распада Sr⁹⁰, приводит к снижению эффективности до 10^{-4} процента.

Оценка граничной энергии E_t для кремния была сделана в предположении, что минимальная энергия E_L , которая должна быть передана атому для перемещения его из узла решётки в междоузлие, составляет около 30 эв, т. е. равна энергии, рассчитанной для германия по экспериментально определённому значению E_t , согласно соотношению

$$\frac{E_L}{mc^2} = 2 \frac{m}{M} \left[\left(\frac{E_t}{mc^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{E_t}{mc^2} \right) \right], \quad (20)$$

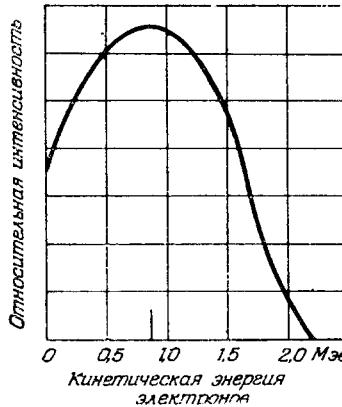


Рис. 4. Спектр β-частиц Y⁹⁰.

где m и M — массы электрона и атома, $E_t = 0,63$ Мэв. Это предположение кажется оправданным, так как структура одинакова, постоянные кристаллических решёток близки, и энергия связи¹² считается одинаковой. Повидимому, полученное значение граничной энергии, равное 0,3 Мэв, верно с точностью около 20%.

7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Несмотря на то, что вопрос об использовании полупроводников для преобразования энергии излучений изучается лишь с 1953 г., в настоящее время опубликовано значительное количество результатов.

Поскольку последние иногда противоречат друг другу, ниже будут рассмотрены лишь данные, кажущиеся достаточно надёжными и не носящие рекламного характера, свойственного многим американским публикациям.

Во всех опубликованных работах источником β -излучения служили препараты $\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$ с активностью порядка десятков миллиокри.

В опытах, описанных в¹² и проводившихся как с кремниевыми, так и с германиевыми э.-д. переходами, источником частиц был тонкий слой углекислых со-

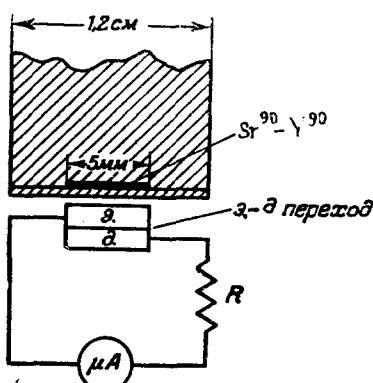
Рис. 5.

лей $\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$, нанесённый на поверхность круга диаметром 5 мм (рис. 5). Поток энергии β -излучения был уменьшен защитным слоем металла до 16% начальной величины.

В качестве преобразователей были испытаны кремниевые и германиевые кристаллы с э.-д. переходами. Кремниевый «элемент» был изготовлен методом термической диффузии лития, являющегося донорной примесью¹⁹, в кристалл кремния с дырочной проводимостью.

Площадь перехода составляла $0,15 \text{ см}^2$, а глубина (расстояние от поверхности, с которой проникали β -частицы) около 20μ . Толщина кремниевой пластинки равнялась 0,5 мм. Длина диффузии электронов в кристалле до изготовления перехода составляла около 0,02 см. Около 15% энергии всего потока β -частиц поглощалось в пределах длины диффузии от перехода.

На рис. 6 приведены нагрузочные характеристики преобразователя. Максимальная мощность при 25°C составляла $0,13 \cdot 10^{-6} \text{ вт}$, а при -11°C $0,3 \cdot 10^{-6} \text{ вт}$; если учитывать омические потери в кремнии и на контактах, прибавляя соответствующую мощность к мощности, выделяемой в нагрузке, то при 25°C $W_m = 0,23 \cdot 10^{-6} \text{ вт}$. Мож-



но ввести три по-разному определяемые эффективности: η_1 — эффективность, отнесённую к полной мощности источника, η_2 — эффективность по отношению к энергии, поглощаемой полупроводником, и η_3 — эффективность, отнесённую к энергии, поглощаемой вблизи перехода (на расстояниях, меньших длины диффузии). В описанных опытах $\eta_1 = 0,04\%$, $\eta_2 = 0,5\%$, $\eta_3 = 2\%$.

Первые две величины указывают на неблагоприятные геометрические условия опыта. Существенно, однако, что η_3 близка к предельной эффективности, составлявшей для данного перехода 2,4%.

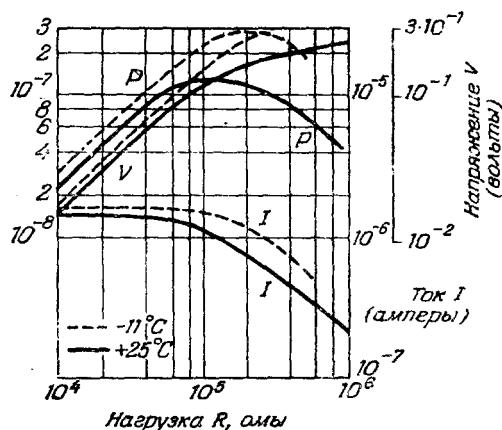


Рис. 6. Преобразование энергии β -частиц Sr кремниевым э.д. переходом.

При снижении температуры мощность на нагрузке возрастает по двум причинам: увеличивается R_0 , в связи с тем растёт разность потенциалов, и возрастает длина диффузии, определяющая долю эффективно используемых носителей заряда.

В опытах Раппопорта¹³, проводившихся с кремниевыми переходами и источником $\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$ в 50 милликури, эффективность достигала 0,4%; предельная эффективность, согласно оценке автора, составляет около 2%.

Опыты с германиевыми кристаллами с э.-д. переходами, выращенными как методом добавления примеси при вытягивании кристаллов, так и путём вплавления индия¹, показали, что эффективность преобразования энергии при той же интенсивности источника, как и следовало ожидать, значительно ниже вследствие малых значений R_0 . На рис. 7 приводятся нагрузочные характеристики для выращенного германиевого кристалла с $R_0 = 1000$ ом. Величины эффективностей, определяемые так же, как в случае кремния, составляли: $\eta_1 = 0,001\%$, $\eta_2 = 0,009\%$, $\eta_3 = 0,021\%$.

Снижение температуры германиевого э.-д. перехода с 25°C до -10°C привело к росту выходной мощности до $0,8 \cdot 10^{-7} \text{ вт}$, т. е. в 24 раза.

В описанных опытах средняя энергия поглощаемых β -частиц была ниже E_t для Ge, однако значительное число частиц имело энергию выше E_t и накопление дефектов решётки должно было иметь место. Действительно, в конце первых двух суток ток короткого замыкания I_0 кремниевого «элемента» упал до половины

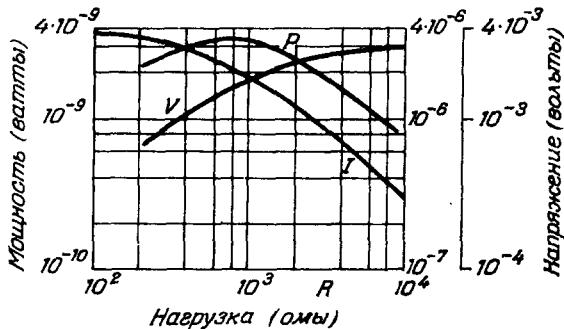


Рис. 7. Преобразование энергии β -частиц $\text{S}^{90} \rightarrow \text{Y}^{90}$ германиевым э.-д. переходом.

начального значения. Однако через 35 суток пребывания при комнатной температуре (в отсутствие потока частиц) и после отжига при 110°C в течение 24 часов первоначальные свойства перехода полностью восстановились. Вместе с теоретическими соображениями о самовосстановлении структуры (см. ²⁰) эти результаты, повидимому, указывают на возможность простых методов восстановления свойств облучаемых электронами полупроводников.

Наиболее надёжными данными об эффективности преобразования энергии солнечного излучения в кремниевых переходах большой площади кажутся значения, приведённые в работах ¹⁵ и ¹², где указывается мощность порядка 75 вт с 1 м^2 площади старей, состоящей из множества пластинок, площадь каждой из которых была равна нескольким квадратным сантиметрам. Если относить эту мощность к солнечной постоянной на уровне моря, эффективность составляет 8,3%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полупроводники Ge и Si и экспериментальные конструкции, использование которых было рассмотрено выше, не исчерпывают возможностей применения нового метода преобразования энергии излучений. Однако уже на основании имеющихся данных можно

судить о направлениях развития и области применения источников электроэнергии нового типа.

Вернёмся к конкретному примеру использования энергии β -распада осколков деления ($\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$). При удельной активности, равной 16 $\text{кюри} \cdot \text{грамм}^{-1}$, мощность потока β -частиц, испускаемого толстым активным слоем, составляет $2,5 \cdot 10^{10} \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Если используются все возникающие в полупроводнике избыточные осциллы заряда, потоку энергии соответствует ток $I_g = 0,0013 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$ в германии ($R_0 = 10^3 \text{ ом} \cdot \text{см}^2$), откуда $W_m = 65 \text{ мквт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $\eta = 1,7\%$. В кремнии при $R_0 = 10^8 \text{ ом} \cdot \text{см}^2$ $I_g = 0,0011 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$, $W_m = 340 \text{ мквт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $\eta = 8,6\%$. Указанные предельные эффективности вычислены в предположении, что используется вся энергия β -частиц, что невозможно в случае применения одного э.-д. перехода. Однако использованием тонких поочерёдно расположенных активных слоёв и кристаллов с э.-д. переходами, повидимому, могут быть достигнуты эффективности, близкие к вычисленным.

Снижения эффективности вследствие изменений в кристаллической решётке можно избежать применением изотопов с меньшей предельной энергией электронов, поглотителями или восстановливающим отжигом. Выше было показано, что метод поглотителей вследствие формы β -спектров энергетически невыгоден.

Для кремниевых э.-д. переходов предельная эффективность преобразования солнечного излучения составляет 18% при нормальном падении. Так как в этом случае поток энергии примерно в пять раз превышает годовую среднюю величину, учитывающую ночь, погоду и другие факторы¹², то средняя электрическая мощность с одного квадратного сантиметра поверхности преобразователя составит около $3 \cdot 10^{-3} \text{ вт}$.

Уже в настоящее время кремниевые «солнечные батареи» могут быть успешно использованы для питания усилительных устройств на дальних телескопических линиях, переносных радиопередатчиков, для зарядки аккумуляторов и в ряде других случаев¹⁵.

Эффективность преобразования может быть повышена за счёт увеличения $\frac{qI_gR_0}{kT}$, т. е. увеличением R_0 или I_g , а также снижением температуры. Существенное увеличение напряжения может быть достигнуто использованием э.-д. переходов, в которых V растёт с прямым током быстрее, чем в случае, описываемом уравнением (2), т. е. если значение A превышает единицу.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Сборник «Полупроводниковые приборы» под редакцией А. В. Ржанова ИЛ (1953).
- А. Ф. Иоффе. Наши задачи в области полупроводников, Изв. АН СССР **16**, 10 (350); Полупроводники, Изд. АН СССР, 1955.
- H. Moseley, Proc. Phys. Soc. **A88**, 471 (1913).

4. Лобанов и Беляков, ДАН 47, № 5 (1945).
5. P. Rappaport, E. Linder, J. Appl. Phys. 24, 1110 (1953).
6. J. Kramer, The Electrician 93, 497 (1924).
7. P. Ohmert, J. Appl. Phys. 22, 1504 (1951).
8. W. A. Ulianin, Wied. Ann. 34, 241 (1888).
9. Chapin, Fuller, Pearson, J. Appl. Phys. 25, 676 (1954).
10. Сборник «Полупроводниковые материалы», под редакцией Б. М. Тучекевича, ИЛ (1954).
11. В сборнике «Практическое использование радиоизотопов», изданном Стэнфордским иссл. институтом в 1951 г. указана стоимость 1 кюри $\text{Sr}^{90} - \text{Y}^{90}$ при активности в 33 кюри·г. равная 2 долларам.
12. W. Pfann, W. Van Roosvgoeck, J. Appl. Phys. 25, 1422 (1954).
13. P. Rappaport, Phys. Rev. 93, 426 (1954).
14. R. Sumpfegow, Phys. Rev. 95, 16 (1954); 95, 561 (1954).
15. Bell Laboratories Record 32, № 6, 233 (1954).
16. H. Seliger, Phys. Rev. 88, 408 (1952).
17. См. 1, статья В. Шокли и Рида «Статистика рекомбинации неравновесных носителей заряда».
18. E. Klontz, K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. 82, 763 (1951).
Также см. статью в ¹⁰ 86, 643 (1952).
19. C. Fuller, J. Ditzemberger, Phys. Rev. 91, 193 (1953).
20. Brown, Fletcher, Wright, Phys. Rev. 92, 591 (1953).
21. Ж. И. Алферов, Б. М. Коноваленко, С. М. Рывкин, Б. М. Тучекевич, А. И. Уваров, ЖТФ 25, 11 (1955).
22. Б. М. Коноваленко, С. М. Рывкин, Б. М. Тучекевич, ЖТФ 25, 18 (1955).
23. С. М. Рывкин, ЖТФ 25, 21 (1955).
24. А. Ф. Иоффе, Полупроводники в современной физике, Изд. АН СССР, 1955.