

ПРОЦЕССЫ РАДИАЦИОННОЙ ИОНИЗАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

В. С. Вавилов

Взаимодействие электромагнитного излучения и заряженных частиц с кристаллами может сопровождаться ионизацией, т. е. возникновением избыточных носителей тока*). Эксперименты с монокристаллами кремния подтвердили теоретические предсказания о влиянии наложенного извне электрического поля на процесс фотоионизации. Исследование фотоионизации в глубине основной полосы оптического поглощения германия и кремния показало, что при достаточно больших энергиях фотонов квантовый выход возрастает до величин, значительно превосходящих единицу. В области энергий фотонов, во много раз превышающих ширину запрещенной полосы, квантовый выход пропорционален энергии фотона. В случае ионизации при прохождении быстрых заряженных частиц средняя энергия, приходящаяся на пару электрон—дырка, не зависит от энергии частицы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из видов воздействия фотонов и заряженных частиц на кристаллы является ионизация, т. е. возникновение «свободных» носителей тока — электронов и дырок. Явления типа фотопроводимости, т. е. изменение электропроводности кристаллов под действием света, гамма-лучей или заряженных частиц, описываются соотношением, имеющим для носителей одного типа вид

$$\Delta n = g\tau, \quad (1)$$

где Δn — отклонение концентрации от равновесной, g — число носителей, «рождающихся» в единицу времени в 1 см^3 за счет поглощения энергии радиации кристаллом, τ — «среднее время жизни» носителей. Как правило, τ является сложной функцией физических параметров кристалла и температуры и, в частности, зависит от полной концентрации носителей. Теория фотопроводимости и аналогичных ей процессов представляет собой анализ различных случаев общего выражения (1).

Одним из путей выяснения природы и количественных характеристик явлений типа фотопроводимости представляется выделение и исследование первичного процесса ионизации, определяющего значение генерации g .

*) Б. М. Вул предложил возникновение носителей тока за счет энергии радиации (свет, заряженные частицы) именовать радиационной ионизацией. Это название позволяет отделить указанные явления от термической и ударной ионизаций в сильном электрическом поле.

Мы ограничимся далее явлениями фотоионизации и ионизации под действием заряженных частиц, имеющими место в результате освобождения валентных электронов в кристаллах полупроводников, и не будем рассматривать ионизацию атомов примесей, процессы термической и ударной ионизаций в сильном электрическом поле.

2. ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОИОНИЗАЦИЮ

Спектральная область сильного оптического поглощения кристаллов имеет со стороны больших длин волн резкий порог, соответствующий с точки зрения зонной теории минимальному расстоянию между зонами. Кванты, частота которых меньше $\omega_0 = E_g/\hbar$ (E_g — ширина запрещенной зоны), не могут поглощаться, так как энергия их недостаточна для вырывания валентного электрона в зону проводимости. Наличие внешнего электрического поля существенно изменяет эту картину. Действительно, электрону с импульсом во внешнем поле вообще нельзя приписать какую-либо определенную энергию, так как вероятность нахождения его в любой точке кристалла одинакова и его потенциальная энергия может принимать любые значения. Наоборот, если попытаться строго фиксировать потенциальную энергию, т. е. локализовать электрон в определенной ячейке кристалла, то его импульс может принимать любое значение в пределах данной зоны и энергия опять оказывается неопределенной. Для того чтобы с максимальной точностью фиксировать дно зоны в окрестности данной точки пространства x , надо из волновых функций состояний, близких к краю этой зоны, образовать пакет шириной Δx , содержащий лишь состояния, импульс которых не больше чем на Δp отличается от импульса, соответствующего дну зоны. Параметры же Δp и Δx следует определить таким образом, чтобы неопределенность в энергии

$$\Delta \varepsilon \sim \frac{(\Delta p)^2}{m^*} + qE\Delta x \quad (2)$$

оказалась минимальной (m^* — эффективная масса электрона, q — заряд электрона, E — напряженность поля). Из условия минимума этого выражения с учетом соотношения неопределенностей $\Delta p \Delta x \gtrsim \hbar$ следует, что

$$\Delta \varepsilon_{\min} \sim \sqrt[3]{(qE)^2 \frac{\hbar^2}{m^*}}. \quad (3)$$

Следовательно, в электрическом поле край зоны, а вместе с ним и край полосы поглощения должны размываться на величину порядка $\Delta \varepsilon_{\min}$. В частности, становится возможным поглощение квантов, энергия которых меньше E_g . С известными ограничениями это размытие можно интерпретировать как сдвиг «порога» поглощения в сторону более длинных волн.

Строгое рассмотрение вопроса о поглощении света кристаллов, помещенных в однородное электрическое поле, проведенное Л. В. Келдышем¹ подтверждает эти качественные соображения*). Общее выражение для показателя поглощения α в отсутствие внешнего поля имеет вид

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi}{cn'\omega} \left(\frac{q}{m} \right)^2 \int |\mathbf{nM}(\mathbf{p})|^2 \delta[\varepsilon_e(\mathbf{p}) + \varepsilon_h(\mathbf{p}) - \hbar\omega] \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (4)$$

где q и m — заряд и масса электрона, n' — показатель преломления, $\varepsilon_e(\mathbf{p})$ и $\varepsilon_h(\mathbf{p})$ — энергия электрона и дырки в кристалле в зависимости от импульса $\mathbf{p}$, $\mathbf{n}$ — вектор поляризации света, $\mathbf{M}(\mathbf{p})$ — так называемый матричный элемент взаимодействия электрона со светом. Наличие δ -функ-

*) К аналогичным выводам независимо пришел В. Франц².

ции в подинтегральном выражении показывает, что в поглощение дают вклад лишь процессы, в которых сумма энергий образовавшихся электрона и дырки в точности равна энергии поглощенного кванта. При наличии электрического поля формула для $\alpha(\omega)$ остается практически той же самой, только вместо δ -функции возникает так называемая функция Эйри $Ai(x)$ ³.

Эта функция экспоненциально убывает при $x \gg 1$ и быстро осциллирует при больших отрицательных x . Поэтому основной вклад в интеграл дает область, определяемая условием $|\varepsilon_c(p) + \varepsilon_h(p) - \hbar\omega| \lesssim \hbar\Delta\omega_E$, т. е. включение электрического поля приводит к размытию δ -функции на область энергий с шириной порядка $\hbar\Delta\omega_E$. Для тех частот, в окрестности которых показатель поглощения сильно изменяется при изменении частоты на $\Delta\omega_E$, это обстоятельство может оказаться весьма существенным. В частности, вблизи края полосы, где это изменение особенно резкое, оно приведет, как уже отмечалось выше, к поглощению частот, меньших ω_0 , которые в отсутствие поля вообще не поглощаются. А для частот, больших ω_0 , но достаточно близких к краю, $\alpha(\omega)$ будет порядка $\alpha_0(\omega + \Delta\omega_E)$, т. е. произойдет эффективный сдвиг края полосы поглощения на величину $\Delta\omega_E$ в сторону более длинных волн.

Для частот, близких к ω_0 , выражение для коэффициента поглощения может быть приведено к виду

$$\alpha(\omega, E) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\omega, 0) Ai\left(\frac{\omega - \omega'}{\Delta\omega_E}\right) \frac{d\omega'}{\Delta\omega_E}, \quad \Delta\omega_E = \frac{\Delta\varepsilon_{\min}}{\hbar}, \quad (5)$$

из которого следует, что показатель поглощения в электрическом поле может быть получен своеобразным усреднением коэффициента поглощения в отсутствие поля по различным частотам ω (или, что то же, по различным положениям края полосы поглощения ω_0). Основной вклад при усреднении дают частоты, отстоящие от ω на величину порядка $\Delta\omega_E$.

Эта формула, как показано в работе³, остается справедливой и для непрямых переходов, только в качестве $\alpha_0(\omega - \omega_0)$ в этом случае следует представлять выражение теории Холла, Блатта и Бардина⁴.

В полях порядка 10^5 в/см величина $\hbar\Delta\omega_E$ может достигать 10^{-2} эв, что значительно превышает величину возможного эффекта Штарка, который, как было показано Ф. Ф. Волькенштейном⁵, также приводит к сдвигу края области собственного поглощения.

Нами совместно с К. И. Брицыным проведены опыты, целью которых было обнаружение эффекта сильного электрического поля на поглощение света в монокристаллах кремния⁶. Кремний имеет ширину запрещенной полосы, немного превышающую 1 эв, и эффективные массы носителей, существенно меньшие в сравнении с m . Использовать в опытах обычные монокристаллы Si, полученные вытягиванием из расплава или зонной плавкой, было невозможно ввиду недостаточно высоких удельных сопротивлений. В опытах был использован кремний, имевший при температуре опыта ($T \approx 100^\circ$ K) удельное сопротивление около 10^{11} ом·см, что было достигнуто облучением его в реакторе интегральным потоком быстрых нейтронов приблизительно в 10^{18} см⁻². Из предыдущих измерений оптических свойств полученного подобного образом кремния^{7,8} было известно, что вблизи края полосы поглощения возникает новая полоса с максимумом вблизи 1,8 μ , связанная с дефектами, а также несколько уменьшается пропускание непосредственно вблизи края основной полосы. Однако указанное изменение оптических свойств обусловлено локальными нарушениями, а не изменением зонной структуры, и можно было предполагать, что,

используя достаточно тонкие образцы, удастся произвести измерения в области длин волн, где доминирует поглощение, связанное с междузонными переходами.

Схема опыта изображена на рис. 1. Образец в виде прямоугольной пластинки помещался между металлическими пластинками, служившими

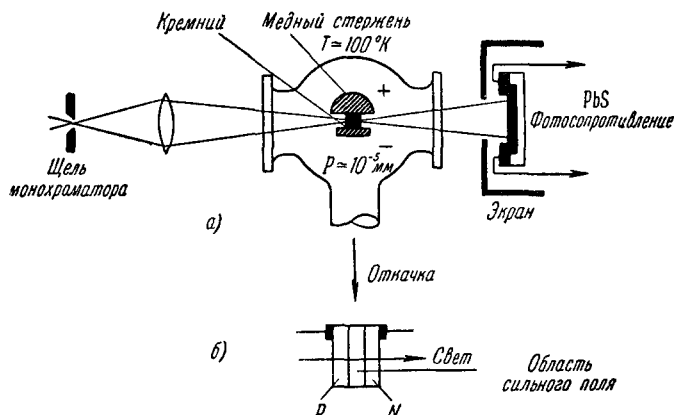


Рис. 1. Схема опыта по наблюдению электрооптического эффекта в кремнии.

электродами, одна из которых имела температуру жидкого азота. Монохроматический свет, модулированный частотой 500 гц, проходил сквозь кристалл, торцы которого были отполированы, и попадал на охлажденное PbS-фотосопротивление. Переменное напряжение с фотосопротивления подавалось на узкополосный усилитель с выходом на стрелочный прибор. Для вычисления коэффициентов поглощения использовались данные об отражательной способности Si, опубликованные нами ранее⁹. Контрольными измерениями тока через образец было установлено, что изменение проводимости при освещении образца светом из монохроматора в области $0,9 \div 1 \mu$ незначительно (в поле $5 \cdot 10^4$ в/см приращение тока при освещении не превышало 5% величины темнового тока).

В спектральной области, соответствующей переходам валентная зона — зона проводимости с участием фонона, было обнаружено значительное смещение края полосы поглощения, достигавшее для $E = 5 \cdot 10^4$ в/см $150 \text{ \AA}$ (рис. 2). Из рисунка видно, что в области длин волн $0,8 - 0,9 \mu$ приложение поля вызывает резкое увеличение коэффициента

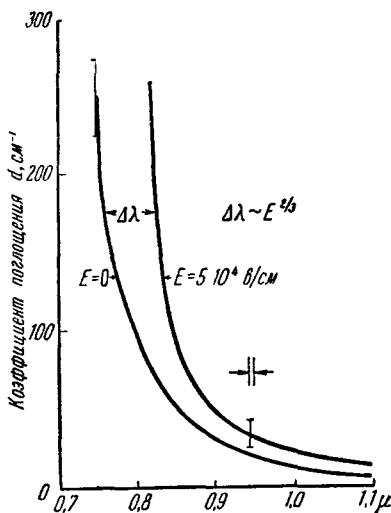


Рис. 2. Изменение края основной полосы поглощения кремния при наложении электрического поля (электрооптический эффект в кремнии).

поглощения. Спектральную область, соответствующую прямым переходам, предполагается исследовать отдельно с использованием более тонких кристаллов. Величина наблюдавшегося сдвига $\Delta\lambda$ и его зависимость от напряженности поля в образце согласуются с предсказаниями теории.

Величина эффекта и малое изменение проводимости за счет возникновения неравновесных носителей позволяют утверждать, что обнаруженное явление представляет истинный «эффект поля» и не связано с поглощением носителями тока. Измерения проводились в стационарных условиях ($E = \text{const}$), однако природа эффекта заставляет считать, что он должен быть безынерционным, и, таким образом, с помощью простого устройства, подобного изображенному на рис. 1, возможна модуляция света с длиной волны в области $0,8 \div 1 \text{ м}$ весьма высокими частотами *).

Наряду с продолжением опытов по изучению влияния электрического поля на оптическое поглощение в однородных кристаллах возможно наблюдать сдвиг края полосы поглощения при прохождении света сквозь область сильного электрического поля в кристаллах полупроводников с $P-N$ -переходами, т. е. при схеме опыта, изображенной на рис. 1, б. В этом случае часть кристалла, в которой нет сильного электрического поля, не будет оказывать существенного влияния на поглощение в области сдвига края за счет поля. Недавно К. И. Брицыным были проведены измерения оптического пропускания кристаллов кремния, к которым прикладывалось высокочастотное поле. Было показано, что запаздывание сигнала, соответствующего дополнительному поглощению, относительно напряженности поля E в кристалле не превышает $2 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$ Указанная верхняя граница определяется временем нарастания импульса в фотоумножителе, используемом для регистрации интенсивности света, прошедшего сквозь кристалл¹⁰.

3. ФОТОИОНИЗАЦИЯ В ОСНОВНОЙ ПОЛОСЕ ПОГЛОЩЕНИЯ

а) К в а н т о в ы й в ы х о д ф о т о и о н и з а ц и и и е г о о п р е д е л е н и е в к р и с т а л л а х с $P-N$ -п е р е х о д а м и

Основной величиной, характеризующей возникновение избыточных носителей тока в кристалле, является квантовый выход фотоионизации Q , т. е. число пар электрон—дырка, возникающих в результате поглощения одного кванта. Поглощение в основной полосе вблизи ее края с точки зрения зонной теории должно характеризоваться квантовым выходом, равным 1. В глубине полосы поглощения первоначальная кинетическая энергия освобожденных фотоэлектронов или дырок велика по сравнению с шириной запрещенной полосы E_g , и процесс ударной ионизации может конкурировать с постепенной передачей этой энергии решетке.

Величина квантового выхода фотоионизации в значительной мере определяет решение практически важных вопросов о регистрации и прямом преобразовании лучистой энергии в электрическую. Простейший метод определения Q по данным измерения энергии поглощенного потока излучения и фотопроводимости часто осложняется влиянием трудно учитываемых вторичных факторов, в частности захватом носителей неосновного типа. Возможности использования монокристаллов германия и кремния с искусственно созданными электронно-дырочными переходами позволяют избежать ошибок, связанных с явлениями захвата, и количественно учесть при вычислении квантового выхода влияние основных свойств исследуемого кристалла (геометрии, коэффициента поглощения α , постоянной биполярной диффузии носителей D , скорости объемной и поверхностной рекомбинаций). В одномерном случае при расположении $P-N$ -перехода на глубине d под плоской поверхностью

*) М. Н. Аленцев обратил внимание на то, что, модулируя поле в кристалле с высокой (оптической) частотой ω_m , можно в принципе получить выходящий из кристалла световой пучок, состоящий из излучения с основной частотой ω и частотами $\omega - \omega_m$ и $\omega + \omega_m$, т. е. сигнал с длиной волны, более короткой, чем исходная.

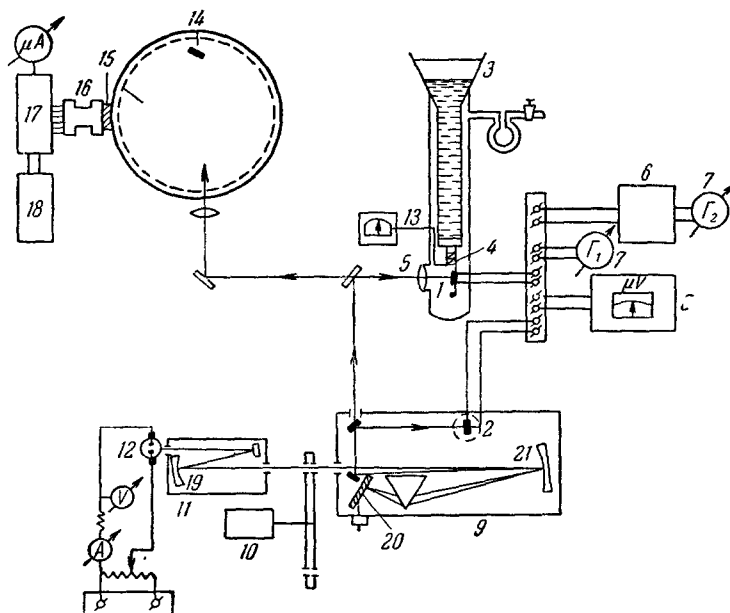
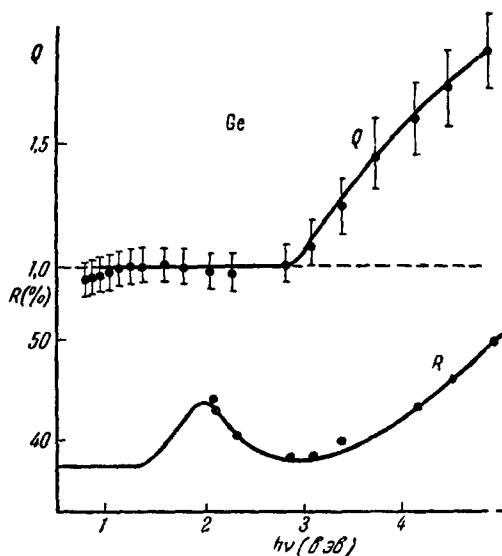


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

1 — исследуемый образец кремния с $P-N$ -переходом; 2 — термоэлектрический преобразователь; 3 — криостат; 4 — электрическая печь; 5 — кварцевая лампа ($l=5$ см); 6 — потенциометр типа ППТН-1; 7 — I_1 и I_2 — низкоомные гальванометры типа М-21/4; 8 — узкополосный усилитель типа 28-И; 9 — зеркальный монохроматор; 10 — прерыватель света; 11 — зеркальный осветитель; 12 — источник излучения; 13 — терморезистор с контрольным прибором; 14 — насадка с поверхностью из MgO или с образцом; 15 — пластина с люминофором; 16—18 — фотоумножитель со стабилизированным питанием (1500 в); 19—21 — алюминированные сферические зеркала.

Рис. 5. Спектральная зависимость квантового выхода фотоионизации Q в германии в области энергий фотонов до 4,9 эв.

Нижняя кривая — отражательная способность.

симости квантового выхода Q от энергии фотона $h\nu$, а также зависимость отражательной способности поверхности кристалла, использовавшаяся при вычислении Q , изображены на рис. 5. Кривая четко разделяется на участок, соответствующий постоянному значению Q , равному единице, имеющий место при энергиях фотонов, превышающих ширину запрещенной полосы не более чем вдвое, и участок, где квантовый выход растет с ростом $h\nu$. В области постоянства квантового выхода данные совпадают с результатами Гаучера¹⁸. Обсуждение и интерпретация полученных результатов будут даны ниже.

в) Спектральная зависимость квантового выхода ионизации в кристаллах кремния

Экспериментальные данные о спектральной зависимости квантового выхода фотоионизации в монокристаллах кремния с $P-N$ -переходами были опубликованы в 1958 г.⁹ (см. также^{15,19}). В указанных работах

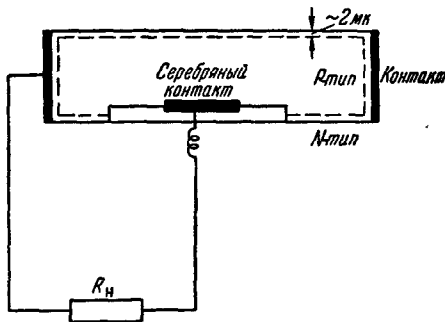


Рис. 6. Схема кристалла кремния с $P-N$ -переходом и невыпрямляющими контактами.

нами были использованы монокристаллы кремния, имевшие в исходном состоянии дырочную электропроводность. $P-N$ -переходы в них были созданы путем термической диффузии фосфора из газовой фазы²⁰, в настоящее время широко применяемой при изготовлении элементов кремневых «солнечных батарей». Схема кристалла кремния с $P-N$ -переходом и невыпрямляющими контактами приведена на рис. 6.

На основании данных о потоке падающего излучения, отражательной способности и фототоке для всех исследовавшихся кристаллов кремния

были построены зависимости произведения $Q\beta$ от энергии фотона $h\nu$. Типичные зависимости $Q\beta$ от $h\nu$ для температур облучаемого кристалла от 100 до 400° К приведены на рис. 7. В зависимости от состояния поверхности кристалла и глубины расположения $P-N$ -перехода эти кривые можно было разделить на два типа. На кривых I типа (рис. 7, а), соответствующих малым толщинам слоя N -типа и «чистой» (протравленной) поверхности кристалла, в области малых $h\nu$ (примерно до 3,2 эв) наблюдалось плато, т. е. область неизменного значения $Q\beta$, к которой примыкал участок, где произведение $Q\beta$ возрастало с ростом $h\nu$. Кривые этого типа можно было непосредственно интерпретировать, используя формулы (6) и (7). Действительно, в случае достаточно сильного поглощения, т. е. при условии $\frac{1}{\alpha} \ll d$, как видно из выражения (7), значение β не зависит от коэффициента поглощения α . Согласно результатам непосредственного определения значений α в основной полосе поглощения кремния⁸, а также проведенным нами оценкам α по данным об отражательной способности¹⁵, уже при энергии фотона, большей 2,5 эв, $\frac{1}{\alpha} < 10^{-5}$ см, а при $h\nu = 4,9$ эв $\frac{1}{\alpha} < 10^{-6}$ см. Таким образом, уже в видимой области, а еще в большей степени в ультрафиолетовой при $d \approx 10^{-4}$ см выполняется условие независимости β от $h\nu$.

Однако в случае реальных кристаллов независимость β от $h\nu$ возможна лишь в отсутствие «мертвого слоя» вблизи поверхности, в пределах

которого может происходить не учитываемое при выводе выражений, подобных (7), неактивное поглощение фотонов, не сопровождающееся генерацией носителей тока.

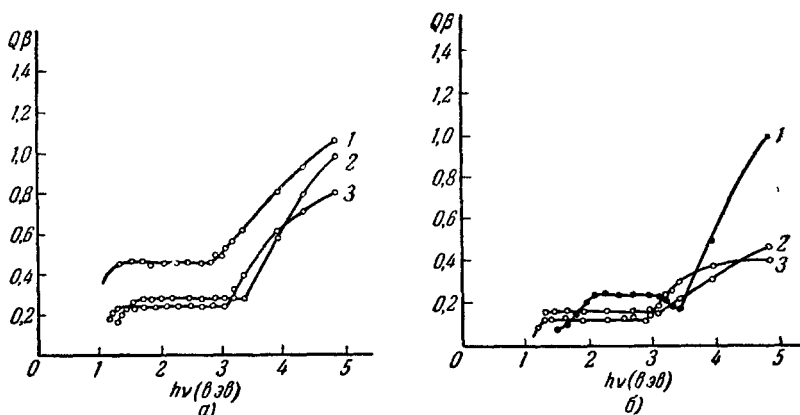


Рис. 7. а) Спектральная зависимость $Q\beta = f(h\nu)$ для «мелких» $P-N$ -переходов. Кривые I типа (1 — 400°K, 2 — 100°K, 3 — 300°K). б) Влияние «мертвого» поверхностного слоя на зависимость $Q\beta = f(h\nu)$. Кривые II типа (1 — 100°K, 2 — 300°K, 3 — 400°K).

По нашему мнению, кривые $Q\beta = f(h\nu)$ II типа (рис. 7, б), характеризующие «провалом» справа от плато или резко нелинейным ростом $Q\beta$ с $h\nu$, указывают на существование «мертвого слоя» на поверхности соот-

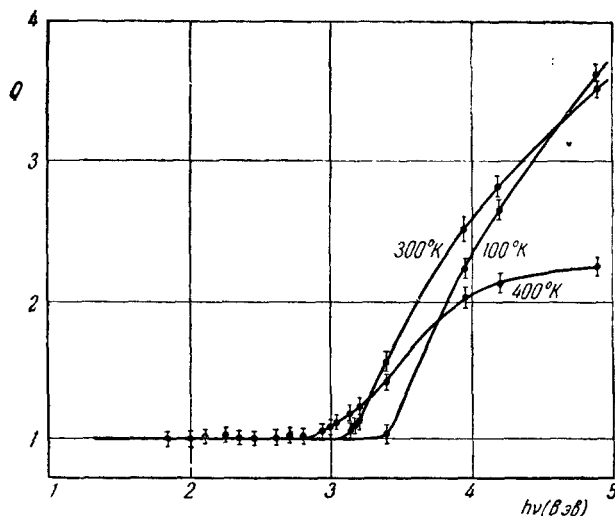


Рис. 8. Спектральная зависимость квантового выхода в кремнии при разных температурах.

ветствующих образцов. О том же свидетельствуют спектральные характеристики обычно используемых кремниевых солнечных батарей²⁰, а также результаты экспериментального изучения ионизации в кремнии при бомбардировке его быстрыми электронами^{19,21}.

Анализ спектральных характеристик II типа при независимом определении скорости поверхностной рекомбинации может дать сведения о «мертвом слое», представляющие самостоятельный интерес в связи

с вопросами о повышении к.п.д. фотоэлементов и эффективности регистрации и счета кремниевыми детекторами заряженных частиц с небольшим пробегом.

С точки зрения исследования первичного процесса фотоионизации наиболее важными были спектральные характеристики тех кристаллов кремния, у которых область постоянства $Q\beta$ была хорошо выражена и переходила в область возрастания $Q\beta$ без «провала». Разумеется, и в этом случае не исключается влияние «мертвых слоев», однако практически оно могло иметь место лишь в области роста $Q\beta$ с $h\nu$ и приводить к уменьшению произведения $Q\beta$, так как наличие «мертвого слоя» может лишь уменьшать величину фототока.

Исходя из обычных представлений о генерации пар при поглощении фотона, следует считать, что в области энергий $E_g < h\nu < 2E_g$ квантовый выход равен единице, что подтверждается наличием плато. Экстраполируя постоянное значение β в область возрастания произведения $Q\beta$, можно перейти к кривым $Q=f(h\nu)$, т. е. к спектральной зависимости абсолютного значения Q . Такие кривые для трех температур: 100, 300 и 400° К — приведены на рис. 8.

г) Обсуждение результатов

Как уже указывалось в начале данного раздела, возрастание квантового выхода, сменяющее при увеличении энергии фотонов его постоянное значение, естественнее всего объяснить процессом ударной ионизации, т. е. возникновением вторичных и т. д. пар носителей за счет избыточной кинетической энергии фотоэлектрона или дырки. Вполне очевидно, что эта вторичная ионизация есть следствие взаимодействия фотоэлектронов с валентными электронами атомов основного вещества кристалла, а не с примесными атомами. На это указывают как абсолютные значения Q , наблюдавшиеся экспериментально, так и то обстоятельство, что возрастание Q имеет место при комнатной температуре, когда атомы обычных донорных или акцепторных примесей в Ge и Si почти полностью ионизованы. Кроме того, рост Q с ростом $h\nu$ имеет место лишь при $h\nu$, значительно превышающих ширину запрещенной полосы. Согласно теории Мак-Кея²² и Вольфа²³, использованной ими при интерпретации данных об ударной ионизации в Ge и Si в сильном электрическом поле, в случае, если кинетическая энергия носителя тока в зоне превышает некоторое пороговое значение E_i , вероятность ударной ионизации должна превосходить вероятность потерь энергии любым иным способом. Из данных Мак-Кея для кремния $E_i \sim 2,3$ эв. Таким образом, по данной интерпретации квантовый выход должен довольно резко возрасти до значения, равного 2, начиная с $h\nu \geq E_g + E_i$, что расходится с данными опыта. С другой стороны, согласно этой теории Q не может возрасти до значения, превосходящего 2, без генерации еще одной пары, которой должен был бы соответствовать еще один «излом» на кривой $Q=f(h\nu)$, не наблюдавшийся ни для кремния, ни для германия.

С нашей точки зрения, учитывая сравнительно малую разницу в значениях эффективных масс электрона и дырки в кремнии, следует предполагать, что при возникновении первичной пары носителей избыточная кинетическая энергия распределяется между ними примерно поровну²⁴. Вследствие этого можно ожидать существенного возрастания квантового выхода, начиная с $h\nu \geq 3E_g$, т. е. примерно с 3,3 эв для кремния при комнатной температуре, что и наблюдается на опыте.

В более детальной форме аналогичные представления были недавно высказаны В. Шокли²⁵. Сделав предположение о равномерном распределении

энергии между возникающими в результате поглощения фотона первичными носителями тока и утверждая, что минимальная энергия, необходимая для ударной ионизации, равна E_g . Шокли количественно рассмотрел соотношение вероятностей конкурирующих процессов вторичной ионизации и излучения фонона максимальной энергии E_r . Используя современные, весьма надежные данные об энергиях фононов в кремнии и германии, полученные из измерений энергии рассеянных этими кристаллами нейтронов, Шокли построил теоретические кривые спектральной зависимости квантового выхода, хорошо согласующиеся с экспериментом для кремния (рис. 9) и удовлетворительно — для германия. При этом единственным параметром, значение которого подбиралось, было среднее число фононов n , генерируемых фотоэлектроном до образования им вторичной пары. Оказалось, что для Si при 300°K $n=17,5$. Помимо уже упоминавшихся теоретических работ, вопрос об ударной ионизации фотоэлектронами рассматривался Антончиком²⁶, давшим качественное объяснение экспериментальных данных для Ge и Si без учета распределения энергии между фотоэлектроном и дыркой.

В связи с тем, что в области, где квантовый выход существенно превышает единицу, его значение определяется взаимодействием «горячих» электронов или дырок с кристаллом, представляло интерес получить данные о процессе фотоионизации при сильно различающихся температурах. Согласно нашим результатам для кремния возрастание $Q\beta$ и Q с ростом $h\nu$ существенно зависит от температуры (см. рис. 7 и 8). Из приведенных типичных кривых видно, что при высокой температуре (400°K) рост квантового выхода имеет место при значительно меньшей энергии фотонов (энергии $2,95\text{ эв}$) в сравнении с $3,4\text{ эв}$ при 100°K . Это смещение частично объясняется сужением запрещенной полосы с ростом температуры. При 100°K E_g для кремния равно $1,17\text{ эв}$, а при 400°K — $1,04\text{ эв}$. Ввиду того, что при возникновении первичной и вторичной пар носителей каждый раз затрачивается энергия $E \geq E_g$, указанное обстоятельство может объяснить смещение на $2(1,17-1,04)=0,26\text{ эв}$. Оставшееся неучтенным смещение порядка $0,2\text{ эв}$ превосходит ошибку опыта и не объясняется теорией. Можно предположить, что этот сдвиг связан с увеличением относительной вероятности «непрямых» электронных переходов с участием фононов.

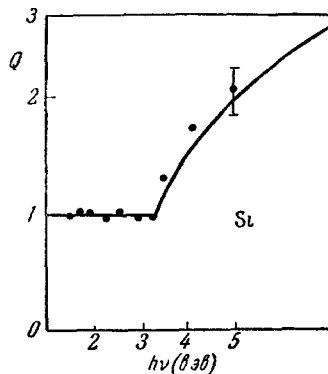


Рис. 9. Сравнение данных теории Шокли²⁴ о квантовом выходе в кремнии с экспериментом. Точки — данные работы¹⁹.

$$E_i = E_g = 1,1\text{ эв}, \quad E_2 = 1,1\text{ эв}, \\ n = n_{Er}/E_2 = 17,5.$$

4. ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ФОТОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ (РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ГАММА-ЛУЧИ)

Прохождение рентгеновских или гамма-лучей сопровождается возникновением в кристалле быстрых электронов в результате фотоэффекта или комптоновского рассеяния. Мы ограничимся областью энергий, в которой образованием электронно-позитронных пар можно пренебречь по сравнению с первыми двумя процессами.

В обычных условиях эксперимента почти все быстрые электроны не выходят из кристалла и их энергия затрачивается на образование большого числа избыточных пар носителей тока и возбуждение колебаний кристаллической решетки.

Понятие квантового выхода фотоионизации в этом случае включает в себя сложную цепь промежуточных процессов. Существующие представления об этих процессах позволяют предполагать, что средняя энергия ϵ , приходящаяся на одну пару избыточных носителей, не должна зависеть от энергии первичного фотона $h\nu$ или энергии быстрого электрона W .

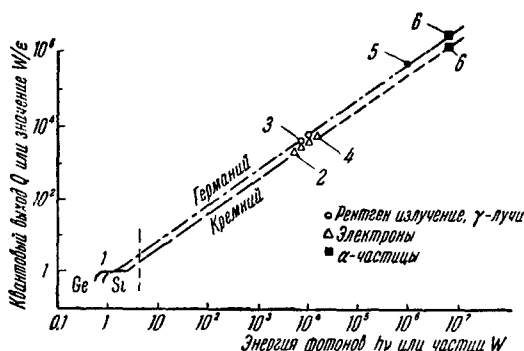


Рис. 10 Экспериментальные данные об ионизации в германии и кремнии под действием фотонов и заряженных частиц.

1 — из работ 9, 19; 2 — 29; 3 — 27; 4 — 21; 5 — 30; 6 — 28.

Фототоки, возникавшие под действием монокристаллического рентгеновского излучения при $h\nu \sim 10$ и 20 кэв в монокристаллах германия с $P-N$ -переходами, исследовались в работах чехословацких физиков Драгокупила, Малковской и Тауца²⁷. М. В. Чукичев и автор настоящей статьи исследовали³⁰ ионизацию в монокристаллах германия под действием гамма-лучей кобальта-60. Значения ϵ , определенные в обеих работах, совпали друг с другом и оказались равными $2,5 \pm 0,3$ эв. Таким образом, в области больших энергий фотонов для германия $Q = h\nu/\epsilon$ (рис. 10).

5. ИОНИЗАЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Экспериментальное исследование ионизации при прохождении в кристаллах полупроводников быстрых заряженных частиц началось около десяти лет тому назад. В опытах, поставленных в 1953 г. Мак-Кеем, исследовалась ионизация под действием α -частиц полония в области сильного электрического поля внутри $P-N$ -переходов, искусственно созданных введением примесей в монокристаллы германия²⁸. В этих условиях время пролета носителей, пропорциональное напряженности поля, было весьма малым и их рекомбинацией можно было пренебречь. Измеряя амплитуды импульсов напряжения на электродах кристалла, выполнявшего роль «твердой ионизационной камеры», Мак-Кей определил значение ϵ при ионизации α -частицами, оказавшееся равным для германия 3 эв и для кремния 3,6 эв. Метод Мак-Кея значительно труднее использовать в случае частиц, сильно рассеивающихся по направлениям, т. е. электронов или позитронов. Поэтому для определения средней энергии ионизации ϵ под действием быстрых электронов нами был использован метод, аналогичный определению квантового выхода фотоионизации. В этом случае ток между электронной и дырочной областями кристалла возникал за счет носителей, возникавших от ионизации пучком быстрых электронов, проникавших в кристалл^{29, 21}. Опыты были проведены Л. С. Смирновым, В. М. Пац-

кевичем и автором. Схема установки изображена на рис. 11. Было обнаружено, что бомбардировка электронами в вакууме приводит к резкому возрастанию скорости поверхностной рекомбинации для Ge *N*-типа. Изменение скорости поверхностной рекомбинации приводило к постоянному уменьшению вторичного тока в цепи между *P*- и *N*-областями бомбардируемых кристаллов. Вследствие этого при вычислении «коэффициента собирания» было бы неправильным использовать значение скорости поверхностной рекомбинации S , характеризовавшее образец до откачки установки и бомбардировки. Ошибку, связанную с изменением величины S ,

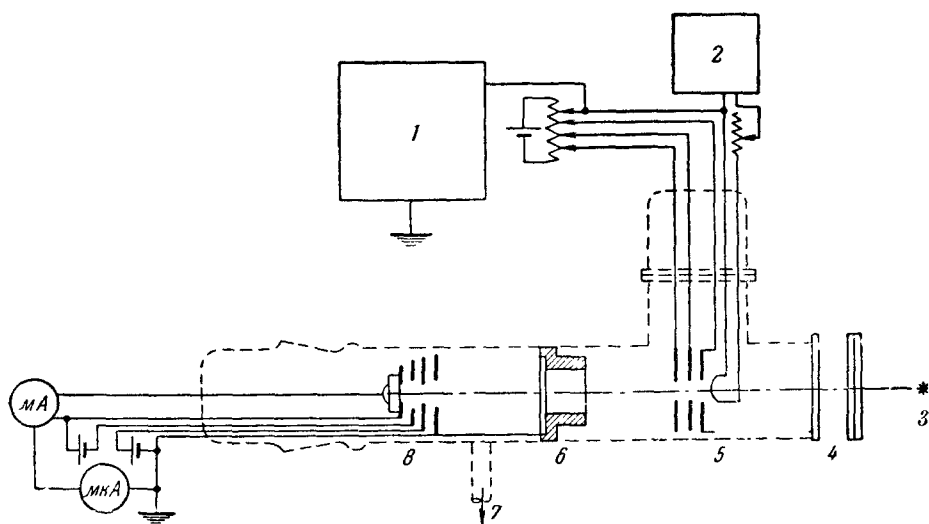


Рис. 11. Схема установки для исследования ионизации в полупроводниках под действием быстрых электронов.

1 — высоковольтный блок питания; 2 — аккумулятор; 3 — источник света; 4 — фильтры; 5 — катод; 6 — анод; 7 — откачка; 8 — кристалл с *P*—*N*-переходом.

удалось исключить, применив следующий прием. Как видно из схемы, исследуемый кристалл можно было непосредственно во время бомбардировки электронами освещать пучком монохроматического света, длина волны которого была выбрана в области, где квантовый выход равен единице. Распределения генерации пар по глубине от поверхности в случаях света и электронов были близки друг к другу. То обстоятельство, что фототок, обусловленный генерацией носителей с $Q=1$, и ток, вызванный ионизацией быстрыми электронами, измерялись одновременно, с помощью одного прибора, позволило получить достаточно надежные количественные результаты. Энергия, приходящаяся на образование пары носителей быстрым электроном в Ge, оказалась равной $3,7 \pm 0,4$ эв. Измерения при энергии электронов, близкой к 500 кэв, дали значение ϵ , равное $4,5 \pm 1,5$ эв.

Аналогичная методика была использована и для определения средней энергии ионизации быстрыми электронами в кремнии. Значение ϵ для кремния оказалось равным $4,2 \pm 0,6$ эв. Величина энергии ϵ , затрачиваемой α -частицей, быстрым электроном и фотонами больших энергий на создание пары носителей для германия и кремния, почти на порядок ниже средней энергии ионизации в газах. Это обстоятельство, а также практическая возможность создания *P*—*N*-переходов в кристаллах полупроводников и использования таких кристаллов в качестве генераторов тока заставляют внимательно изучать возможности прямого преобразования энергии излучения — как света, так и β -частиц и γ -лучей — в электрическую

энергию. С другой стороны, обнаруженная независимость значения ϵ от начальной энергии и типа ионизирующих частиц послужила основанием для осуществления полупроводниковых «пропорциональных счетчиков». График в двойном логарифмическом масштабе (см. рис. 10) иллюстрирует имеющиеся данные для германия и кремния. По разрешающей способности и скорости счета кремниевые и германиевые счетчики уже сейчас во многих случаях превосходят газовые. Можно ожидать, что в течение ближайших лет «твердые счетчики» станут основным типом детекторов в ядерной физике средних энергий и откроют здесь новые возможности постановки эксперимента, бывшие ранее недоступными.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ 34, 1138 (1958).
2. W. Franz, Z. Naturforsch. 13A, 484 (1958).
3. Л. В. Келдыш, В. С. Вавилов, К. Н. Брицын, Труды Пражской международной конференции по полупроводникам (1961), стр. 824.
4. J. Hall, F. Blatt, J. Vardeen, Photoconductivity Conference, N. Y., Wiley, 1954, стр. 36, 37.
5. Ф. Ф. Волькенштейн, Труды ФИАН 1, 123 (1937).
6. В. С. Вавилов, К. Н. Брицын, Физ. тв. тела 2, 1937 (1960).
7. В. С. Вавилов, А. Ф. Плотников, Г. В. Захваткин, Физ. тв. тела 1, 976 (1959).
8. Г. И. Фэн, УФН 64, 315 (1958).
9. В. С. Вавилов, К. Н. Брицын, ЖЭТФ 34, 1354 (1958).
10. К. Н. Брицын, В. С. Вавилов, Физ. тв. тела 3 (1961).
11. W. Plapp, W. Van Roosbroeck, J. Appl. Phys. 25, 1422 (1954).
12. С. И. Вавилов, Собр. соч., т. 2, М., Изд-во АН СССР, 1952, стр. 293.
13. Ф. А. Бутаева, В. А. Фабрикант, Изв. АН СССР, сер. физ. 21, 541 (1957).
14. S. Kos, Českoslov. časopis pro fiziku 6, 668 (1956).
15. К. Н. Брицын, В. С. Вавилов, Оптика и спектроскопия 8, 861 (1960).
16. В. С. Вавилов, А. А. Гиппиус, М. М. Горшков, ЖТФ 28, 254 (1958).
17. В. С. Вавилов, Л. С. Смирнов, Радиотехника и электроника 1, 114 (1956).
18. S. Goucher, Phys. Rev. 78, 816 (1950).
19. В. С. Вавилов, К. Н. Брицын, J. Phys. Chem. Solids 8, 223 (1959).
20. В. С. Вавилов, Г. Н. Галкин, В. М. Маловецкая, Атомная энергия 4, 571 (1958).
21. В. М. Пацкевич, В. С. Вавилов, Л. С. Смирнов, ЖЭТФ 33, 804 (1957).
22. K. Maskau, Phys. Rev. 108, 29 (1957).
23. P. Wolfe, Phys. Rev. 95, 1415 (1954).
24. В. С. Вавилов, Докторская диссертация (Москва, Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, 1960).
25. W. Shockley, Труды Пражской международной конференции по полупроводникам, J. Phys. Chem. Solids 1, приложение (1961).
26. Э. Антончик, Českoslov. časopis pro fiziku 7, 651 (1957).
27. Драгокупил, Малковская, Тауц, Cz. J. Phys. 7, 521 (1957).
28. K. Maskau, K. Masafée, Phys. Rev. 91, 1079 (1953).
29. В. С. Вавилов, Л. С. Смирнов, В. М. Пацкевич, ДАН СССР 112, 1020 (1957).
30. М. В. Чукичев, В. С. Вавилов, Физ. тв. тела 3, 935 (1961).