

1869

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1869



Ю.К. Акимов, Ван Цжень-ва, А.И. Сидоров,  
М.И. Эпштейн

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ  
ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ И ИХ СВЯЗЬ  
С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ

1964

1869

Ю.К. Акимов, Ван Цжень-ва, А.И. Сидоров,  
М.И. Эпштейн

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ  
ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ И ИХ СВЯЗЬ  
С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ

Направлено в ПТЭ

В <sup>1/</sup> было описано использование полупроводникового детектора ядерных частиц с широким слоем объемного заряда p-n перехода для регистрации коротких световых вспышек. В таком фотодиоде свет попадает непосредственно в слой объемного заряда, где имеется сильное электрическое поле, в результате чего время собирания электронно-дырочных пар оказывается весьма малым, около  $10^{-7}$  сек. При этом линейность преобразования светового сигнала в электрический импульс сохраняется от милливольт до десятков вольт. При работе с такими детекторами и особенно в случае количественных световых измерений, важно знать спектральную характеристику детектора и эффективный квантовый выход для соответствующей длины волны.

В литературе имеются данные о спектральных характеристиках поверхностно-барьерных детекторов с тонким слоем объемного заряда, освещаемых нормально к поверхности. Диапазон их максимальной спектральной чувствительности лежит в области относительно коротких волн из-за малой толщины чувствительного слоя, составляющей несколько десятков микрон <sup>2/</sup>. Кроме того, слой золота на поверхности кремния и его неоднородность по толщине вносят существенную неопределенность в определение абсолютной величины светового потока, падающего на детектор, и дают искажение спектральной характеристики. Этот эффект в какой-то степени может быть ослаблен использованием "ячеичного" золотого слоя <sup>3/</sup>, но не устраняется полностью.

В настоящей работе измерялись спектральные характеристики и эффективный квантовый выход "толстых" детекторов, изготовленных из кремния p-типа, компенсированного литием <sup>4/</sup>. Эти детекторы, имеющие большую толщину чувствительного слоя (от 1-2 до 6 мм) <sup>x)</sup>, облучались с торца, причем таким образом, что освещался только слой объемного заряда. Для сравнения проводились также измерения на спектрометрических детекторах <sup>5/</sup>, освещавшихся через слой золота.

Кривые относительной спектральной чувствительности и квантового выхода снимались с помощью двойного кварцевого монохроматора Hilger D300, причем в качестве источника использовалась ленточная лампа с фиолетовым окном СИ10-. Зависимость выходящего из монохроматора потока от длины волны  $\lambda$  была предварительно снята с помощью термостолбиков Hilger-Schwarz FT. 16.30L

---

x) Детектор был предоставлен нам А.И. Калининим.

Кривые, полученные для детекторов, освещаемых через слой золота, мало отличаются от имеющихся в литературе. Разница состоит лишь в том, что их чувствительность из-за большей толщины слоя простирается дальше в инфракрасную область - до 100 нм. Характерной особенностью этих кривых является независимость фототока от приложенного напряжения при напряженности поля  $E \geq 20000$  в/м. Это указывает на то, что в данном случае не имеет места ни объемная рекомбинация, ни поверхностная рекомбинация под золотой пленкой. Абсолютная величина фототока, однако, сильно зависит от толщины этой пленки.

Для образцов, облучаемых с торца, кривые зависимости фототока  $I_{\phi}$  и квантового выхода  $\eta$  от  $\lambda^x$  при разных  $u$ , а также  $I_{\phi} = f(u)$  при  $\lambda = 500$  нм, представлены на рис. 1, 2, 3. В этих зависимостях наблюдаются следующие закономерности.

1. Эффективный квантовый выход  $\eta$  максимален при длине волны  $\lambda = 1100 - 1150$  нм, соответствующей границе собственного поглощения в кремнии<sup>17/</sup>. С увеличением энергии фотонов квантовый выход уменьшается, причем зависимость  $\eta = f(\lambda)$  в области  $\lambda = 400 - 600$  нм имеет хорошо выраженное плато.

2. Кривая  $\eta = f(\lambda)$ , снятая при большом напряжении, идет выше первоначальной в области коротких волн, постепенно сливаясь с ней в длинноволновой области (рис. 2). Этой кривой соответствует следующая зависимость фототока от напряжения: фототок увеличивается при увеличении напряжения сильнее на тех образцах, где больше уменьшение  $\eta$  в области коротких волн (см. рис. 2 и 3). При  $\lambda = 1050$  нм  $I_{\phi}$  практически не зависит от  $U$  (при  $E \geq 20000$  в/м).

3. Падение  $\eta$  в области коротких волн существенно меняется от образца к образцу (рис. 1 и 2) и сильно связано с процессом травления в "CP-4". Один и тот же образец после перетравливания может существенно изменить свою характеристику.

4. Если это падение  $\eta$  велико, то, как правило, при хранении образца оно сглаживается.

5. Значения  $\eta$  в области максимума для всех исследованных нами образцов мало отличаются друг от друга.

6. Из партии детекторов 20-30% имеют квантовый выход, близкий к максимальному и в области коротких длин волн (как показано на рис. 1, № 20), однако, в настоящее время это эффект сознательно еще не воспроизводим.

Зависимость  $\eta = f(\lambda)$  и  $I_{\phi}, \eta = f(u)$  легко понять, если предположить, что они связаны с поверхностной рекомбинацией, которая может быть достаточно эффективной, несмотря на сильное тянущее поле.

<sup>x)</sup> Коэффициент отражения  $\rho(x)$  был взят из<sup>18/</sup>.

В /8/ рассчитана зависимость эффективного квантового выхода фотопроводников в сильном однородном электрическом поле от длины волны света, объемной и поверхностной рекомбинации и приложенного напряжения. Инверсионные явления и слои при этом не рассматриваются (они сами по себе не вызывают дополнительной рекомбинации, но изменяют распределение поля вблизи поверхности). Поэтому, игнорируя их существование, можно надеяться на качественное совпадение расчетных зависимостей с измеренными. В /8/ показано, что в пренебрежении объемной рекомбинацией

$$\eta = - \frac{1}{(\alpha x)^2} + \left(1 + \frac{1}{x}\right) \frac{1}{\alpha^2} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha - 1\right) + \frac{1}{1 - \frac{1}{x}} \cdot \frac{1 - \Phi(\alpha)}{\alpha^2} \cdot e^{-\alpha^2} - \frac{e^{(\alpha x)^2} |1 - \Phi(\alpha)|}{(x-1)(\alpha x)^2}$$

где  $x = \frac{Dk_0}{s}$ ;  $s$  - скорость поверхностной рекомбинации,  $k_0$  - коэффициент поглощения света,  $D$  - коэффициент диффузии носителей,  $\alpha = \frac{s}{D} \left(\frac{k_B T}{qU}\right)^{1/2} \cdot W$ , где  $W$  - толщина чувствительной области,  $F(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$  - интеграл вероятностей.

На рис. 1, 2 приведены экспериментальные и расчетные зависимости  $\eta = f(\lambda)$ . Для построения расчетных кривых необходимо знать параметр  $\alpha$ . Он находился из отношения  $\frac{\eta_{\lambda=400}}{\eta_{\lambda=1050}}$ , причем  $\eta_{\lambda=1050}$  нм полагалось равным единице. Полученные значения скорости поверхностной рекомбинации указаны на соответствующих рисунках. Из сравнения кривых  $\eta = f(\lambda)$  видно, что расчетные кривые идут ниже экспериментальных. Однако качественное совпадение все же имеет место, а именно: на расчетных кривых также наблюдается выраженное плато в области коротких волн и подъем в инфракрасной области происходит примерно при тех же длинах волн. Предсказываемая расчетом зависимость фототока от напряженности поля (в области коротких волн) обычно слабее, чем наблюдаемая на опыте (ср. 1 и 2, 3 и 4, рис. 3).

Как из приведенного расчета, так и из простых физических соображений следует, что при малых коэффициентах поглощения света ни поверхностная, ни объемная рекомбинация не дает сколь либо существенного вклада в величину  $\eta$ . Поэтому в области длин волн около 1.100 нм можно определить величину абсолютного квантового выхода в кремнии. Из ряда соображений правдоподобно предположить, что абсолютная величина квантового выхода близка к единице /8/, но она не измерялась отдельно от параметров, связанных с рекомбинацией. Такие измерения нами были проведены в настоящей работе двумя различными способами.

В первом из них были измерены чувствительности исследуемых приборов к излучению светоизмерительных ламп с известными силой света и цветовой температурой. Измерения проводились с 4 лампами, имеющими силу света порядка 100 св, но 2 из них имели цветовую температуру 2360°К и 2 другие - 2854°К. Изменялась чувствительность как к полному излучению ламп, так и к излучению в области 1100 нм, выделенному

интерференционными светофильтрами (измерения проводились с двумя светофильтрами). Из любого из этих измерений легко рассчитывается множитель, приводящий относительную кривую чувствительности (или выхода) к абсолютным значениям <sup>/10/</sup>. Для кривой чувствительности, например, этот множитель будет

$$k_{\sigma} = \frac{I_{\phi} \cdot 683 \cdot \int_0^{\infty} \epsilon'(\lambda) v(\lambda) d\lambda}{F \int_0^{\infty} \epsilon'(\lambda) [1 - \rho(\lambda)] \sigma'(\lambda) d\lambda}.$$

Здесь  $I_{\phi}$  - фототок;  $F = \frac{I \cdot A}{e}$  - световой поток, падающий на прибор ( $I$  - сила света лампы,  $l$  - расстояние до входного окна прибора,  $A$  - площадь этого окна;  $\epsilon'(\lambda)$  - относительные значения спектральной плотности излучения лампы (штрихами здесь отмечены относительные величины);  $\sigma'(\lambda)$  - спектральная чувствительность,  $\rho(\lambda)$  - коэффициент отражения;  $v(\lambda)$  - относительная видность (чувствительность человеческого глаза); 683 лм/вт - соотношение для максимума кривой  $v(\lambda)$ . После выполнения численного интегрирования определяется абсолютная спектральная чувствительность

$$\sigma(\lambda) = k_{\sigma} \cdot \sigma'(\lambda), \quad (3)$$

а из нее - абсолютный выход

$$\eta(\lambda) = \frac{hc}{q\lambda} \cdot \sigma(\lambda). \quad (4)$$

Для измерений со светофильтром в знаменатель (2) вместо  $\epsilon'(\lambda)$  следует подставлять  $\epsilon'(\lambda)\tau(\lambda)$ , где  $\tau(\lambda)$  - пропускание фильтра.

Так как  $\rho(\lambda)$  мало меняется в пределах кривой  $\sigma(\lambda)$  <sup>/7/</sup>, то можно оценить усредненное значение этой величины и вынести ее за знак интеграла.

По второму способу выход измерялся путем непосредственного сравнения показаний детекторов с показаниями термоприемников с известной абсолютной чувствительностью. Эти измерения производились с помощью монохроматора СФ-4 на длине волны 1100 нм, а чувствительность использовавшихся термоэлементов Hilger-Schwarz FT.16.301 и Zeiss VTh-6 была предварительно измерена двумя независимыми методами. В одном случае определялась чувствительность к интегральному излучению ламп накаливания, калиброванных с помощью абсолютных радиометров в актинометрической лаборатории ВНИИМ, причем были учтены потери в кварцевых окнах термоэлементов. В другом - измерения проводились с помощью светоизмерительных ламп с известными силой света и цветовой температурой, из излучения которых вырезалась область 330-700 нм с помощью светофильтра СЗС5 толщиной 2 мм <sup>х)</sup>.

х) Интересно отметить, что чувствительности термоэлементов, приведенные в фирменных паспортах, привели к трехкратному расхождению результатов. По нашим измерениям чувствительность термоэлемента Zeiss была в ~ 1,5 раза занижена, а чувствительность Hilger в ~ 2 раза завышена.

Результаты измерений сведены в таблицу 1. Из них следует, что абсолютный квантовый выход действительно равен единице (с ошибкой  $\sim 10\%$ ). Таким образом, в области спектра  $\lambda = 800-1100$  нм (а в некоторых случаях и в области 400-1150 нм) данные приборы могут быть использованы как малоинерционные приемники оптического получения с квантовым выходом, близким к единице. Такие приборы могут найти применение в различных светотехнических измерениях как счетчики числа падающих на них квантов, в особенности для импульсных источников, где существенна их малая инерционность, а значительный темновой ток не является помехой.

Авторы благодарят А.И.Калинина, Л.Е.Святову и Л.П.Сидорову за дискуссии и помощь при измерениях.

Т а б л и ц а 1

№ образца	Среднее значение выхода из измерений	
	по I-му способу	по II-му способу
1	1,06	0,9
2	1,06	-
22	-	0,93
20	-	1,01

Л и т е р а т у р а

1. Ю.К.Акимов, А.И.Калинин, А.И.Сидоров. Препринт ОИЯИ, Р-1526, Дубна, 1964.
2. A.I.Tuzzolino, E.T.Hubbard, M.A.Perkins, C.Y.Fan. Journ. Appl. Phys. 33, 148 (1962).
3. Miss N.G.Blaires. Nucl. Instr. and Meth 24, 441 (1963).
4. Материалы совещания по полупроводниковым детекторам ядерных излучений, ОИЯИ, Дубна, 1962г.
5. Ван Чжень-ва, А.И.Сидоров, Л.П.Сидорова, Л.И.Симонова, ПТЭ, 84, № 4 (1964).
6. G.W.S.Dash, R.Newman. Phys. Rev. 99, 1151 (1955).
7. Р.Бьюб. Фотопроводимость твердых тел, ИЛ 1962 г.
8. Ю.К.Акимов, Ван Чжень-ва, А.И.Сидоров. Препринт ОИЯИ № 1867, Дубна, 1964 г.
9. В.С.Вавилов. Действие излучений на полупроводники. Физматгиз, 1963.
10. М.И.Эпштейн, ПТЭ, № 1, 156, 1964 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 ноября 1964 г.

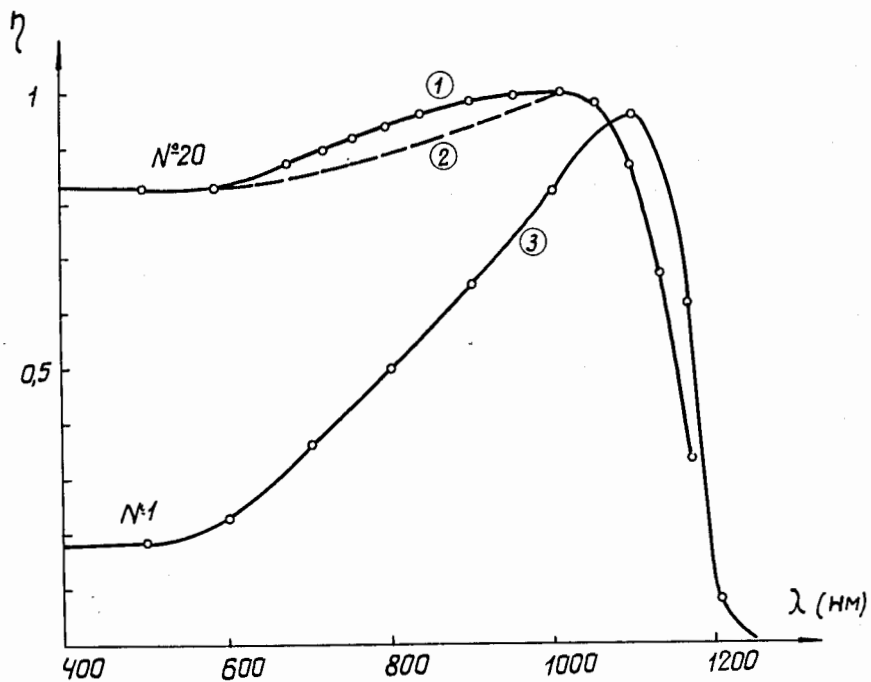


Рис. 1. Зависимость  $\eta = f(\lambda)$ , штрих - расчетная кривая для образца № 20,  $u = 50$  в;  $W = 0,1$  см;  $s = 10^3$  см/сек. Для образца № 1:  $W = 8$  мм;  $u = 100$  в.



6

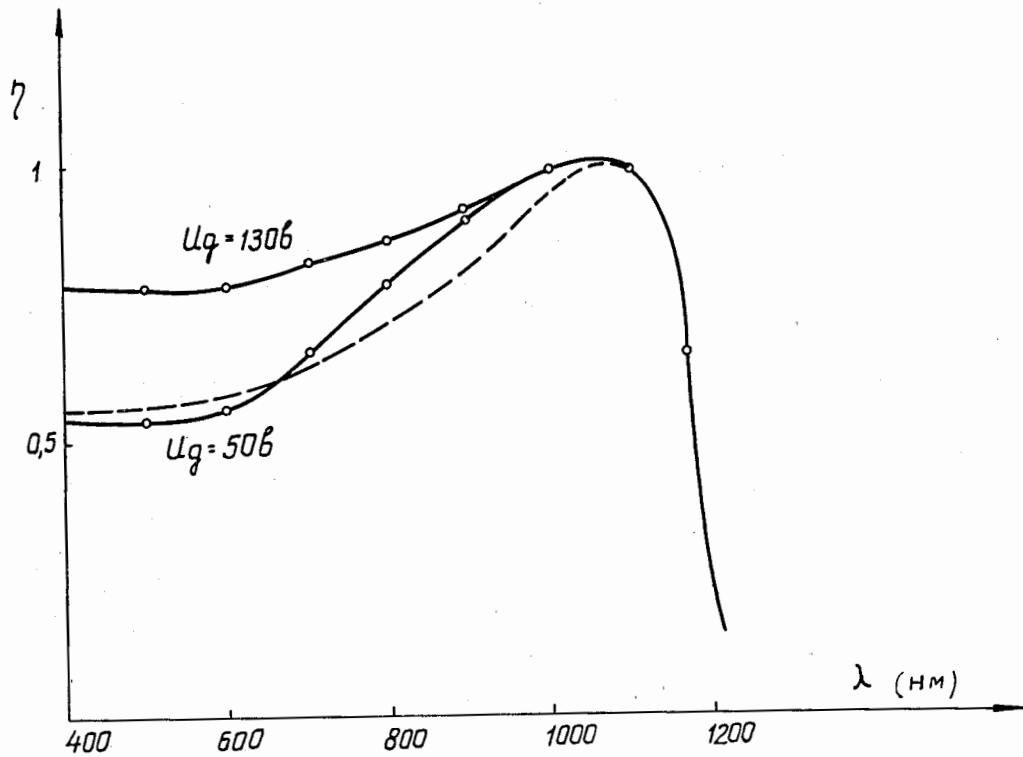


Рис. 2. Зависимость  $\eta=f(\lambda)$  при разных  $Uq$  для образца № 22. Штрих - расчетная кривая для  $Uq = 506$ ,  $s = 10^2$  м/сек,  $W = 1,5$  мм.

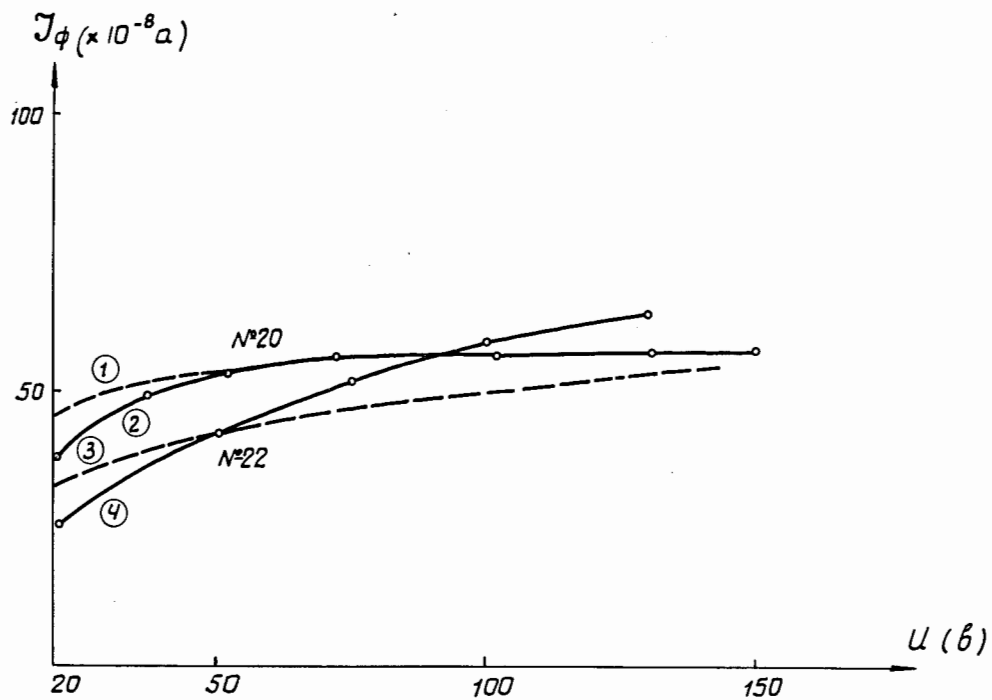


Рис. 3. Экспериментальная и расчетная зависимость для образцов № 20 (1,2) и № 22 (3, 4). 2,4 - эксперимент, 1, 3 - расчет.