

О. В. ЛОСЕВ

**НОВЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ВЕНТИЛЬНОМ ФОТО-
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КАРБОРУНДА
И НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРАСНОЙ ГРАНИЦЫ
ВЕНТИЛЬНОГО ФОТОЭФФЕКТА**

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 1 VIII 1940)

Подробное изучение вентильного фотоэффекта в монокристаллах карборунда (SiC) представляет интерес вследствие целого ряда имеющих здесь место особенностей.

1. Наблюдаются довольно большие фото-эдс холостого хода (до 2—3 V, в зависимости от длины волны и мощности падающего света).

2. Явление вентильного фотоэффекта в карборунде обратимо: при токе от внешнего источника напряжения, внутри того же самого слоя полупроводника, в котором мог происходить вентильный фотоэффект, происходит довольно интенсивное холодное свечение, имеющее непрерывный спектр (1, 2, 3).

3. Можно находить на гранях кристаллов карборунда запирающие слои двух типов:

а) Внутренний запирающий слой внутри особого, сравнительно толстого, «активного слоя», расположенного на грани кристалла. Активный слой имеет толщину около 10^{-3} см. Внешние слои активного слоя обладают большой удельной проводимостью; удельная проводимость внутренних слоев его постепенно убывает и он переходит в запирающий слой. Этот случай фотоэффекта был описан в работах автора настоящей заметки (3).

б) Внешний тонкий запирающий слой из SiO_2 , толщиной около 10^{-5} см, на поверхности грани кристалла. Этот случай описан в работах П. Шпехта (4), нашедшего фотоэффект в карборунде независимо от автора.

Случай а) — «активного слоя» — требует дополнительного разъяснения. Исследование термо-эдс показало, что активный слой всегда обладает «избыточной» электронной проводимостью, а толщина кристалла часто имеет дырочный характер проводимости. Еще ранее Б. М. Гохберг (5), исследуя термо-эдс различных полупроводников, нашел, что зеленый сорт карборунда обладает избыточной электронной проводимостью, а черный карборунд — дырочной.

Здесь же мы имеем прослойки, обладающие различным характером проводимости в одном и том же монокристалле. Направление фототока таково, что электроны переходят из толщи кристалла в активный слой. Таким образом здесь, кроме обычного «отрицательного» фотоэффекта,

можно предполагать наличие и «положительного» фотоэффекта [т. е. фотоэффекта такого же типа, какой был открыт Б. Т. Коломийцем и объяснен Ю. П. Маслаковцем у сернистого таллия⁽⁶⁾], но задней стенки, или, вернее, «внутренней стенки». Причем, роль полупроводника с избыточной электронной проводимостью выполняют наружные и средние слои активного слоя.

Выпрямительное действие активного слоя связано с градиентом удельной проводимости в нем и происходит в соответствии с точкой зрения А. Ф. Иоффе и А. В. Иоффе⁽⁷⁾.

4. При частично-сошлифованном активном слое до толщины приблизительно 1μ можно наблюдать, при ускоряющих напряжениях, особую компоненту фотоэффекта. Отношение этой компоненты к фототоку короткого замыкания монотонно возрастает с уменьшением длины волны. Этот новый спектральный эффект и основывающийся на нем метод определения длинноволновой границы вентильного фотоэффекта и являются предметом настоящей заметки.

Наблюдения были произведены с частично-сошлифованным активным слоем до толщины приблизительно 1μ , сравнимой со средней длиной свободного пути в активном слое⁽³⁾.

В этих условиях как раз и наблюдаются большие фото-эдс холостого хода. А темновой ток (если приложено напряжение извне) можно свести к весьма малой величине (например к 1% от фототока) по сравнению с фототоком. Таким образом в этих условиях весьма удобно было получать вольт-амперные характеристики фототока⁽³⁾.

В этих условиях не требуется прибегать к помощи переменного освещения и усилителя для получения данных для распределения скоростей фотоэлектронов [сравнить Лиандра⁽⁸⁾, Швейкерт⁽⁹⁾].

Вольт-амперные характеристики фототока были сняты при монохроматическом освещении для ряда длин волн (см. фиг. 1; темновой ток для всех кривых вычтен). Источником света при всех измерениях служила кварцевая ртутная дуга постоянного тока, питающаяся от отдельной аккумуляторной батареи с целью поддерживать неизменным напряжение питания. Группы Hg-линий выделялись простым кварцевым монохроматором Лейса.

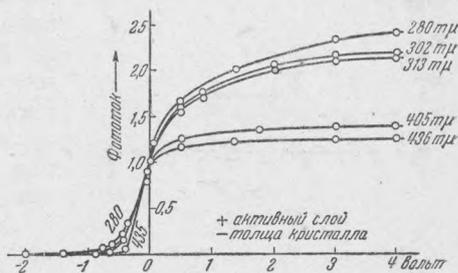
Вольт-амперные характеристики фиг. 1 показывают, что фототок с увеличением ускоряющего напряжения стремится к насыщению. Далее оказывается, что отношение

$$\frac{I_s - I_0}{I_0}$$

(где I_s —фототок насыщения, а I_0 —короткого замыкания) не остается постоянным для различных длин волн, а монотонно возрастает с увеличением частоты монохроматического света (на фиг. 1 все кривые приведены к одинаковому значению ординаты при токе короткого замыкания). Именно, можно было установить следующую зависимость

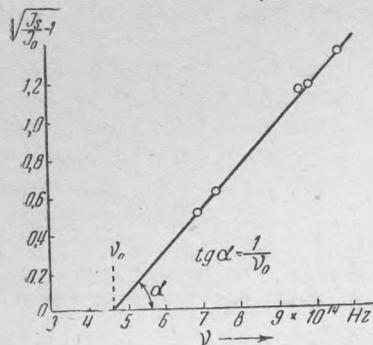
$$\frac{I_s}{I_0} - 1 = \left(\frac{\nu}{\nu_0} - 1 \right)^2, \quad (1)$$

где ν_0 —частота красной границы; ν —частота монохроматического света, действующего на кристалл. Все кривые фиг. 1 получены для одного и того же монокристалла темнозеленого карборунда.



Фиг. 1.

Опыт показал, что в условиях, когда освещенность монохроматического света (вернее, произведение $L \cdot S$, освещенности L на fotocувствительность S) не слишком велика—когда кривые $I_0 = f(L)$ еще не выходят за пределы линейного участка,—эта зависимость хорошо подтверждается. [Кривые $I_0 = f(L)$ здесь не показаны. Освещенность контролировалась проградированным, в W/cm^2 , термостолбиком Молля.



Фиг. 2.

В этих условиях различия в ходе вольт-амперных характеристик начинают зависеть только от длины волны. Таким образом этот эффект действительно можно назвать спектральным.

Известный метод Фаулера⁽¹⁰⁾ определения частоты красной границы внешнего фотоэффекта не мог быть применен к полупроводникам. Простое вычерчивание спектральной характеристики (см. нашу следующую работу) также дает для ν_0 весьма неточные данные, так как кривая обычно приближается асимптотически к оси частот.

Уравнение (1) можно применить для нахождения частоты красной границы ν_0 .

Прямые, построенные на основании экспериментальных данных по уравнению

$$\sqrt{\frac{I_s}{I_0} - 1} = \frac{\nu}{\nu_0} - 1,$$

действительно оказались прямыми (экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую). Такая прямая, построенная по данным фиг. 1, показана на фиг. 2. Значения ν_0 , полученные по угловому коэффициенту

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{\nu_0}$$

и по точке пересечения оси частот, хорошо совпадают друг с другом (например, для фиг. 2 по $\operatorname{tg} \alpha$:

$$\nu_0 = 4,65 \cdot 10^{14} \text{ Hz}, \lambda_0 = 645 \text{ м}\mu, h\nu_0 = 1,91 \text{ электрон-вольт};$$

по пересечению оси частот:

$$\nu_0 = 4,6 \cdot 10^{14} \text{ Hz}, \lambda_0 = 652 \text{ м}\mu, h\nu_0 = 1,9 \text{ электрон-вольт})$$

и находятся в согласии с результатами, полученными путем простого вычерчивания спектральной характеристики (см. следующую нашу работу).

1 Медицинский институт
Ленинград

Поступило
10 IX 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ О. Лосев, Телегр. и телеф. без пров., **18**, 45 и 61 (1923); **44**, 485—494 (1927); Phil. Mag., **6**, 1024 (1928); Phys. ZS., **30**, 920 (1929); **32**, 692 (1931). ² В. Claus, Phys. ZS., **31**, 360 (1930); Ann. d. Phys., [5], **11**, 331 (1931); **14**, 644 (1932). ³ О. Лосев, Phys. ZS., **32**, 692, примеч. 1 на стр. 694 (1931); ЖТФ, **1**, 718 (1931); Phys. ZS., **34**, 397 (1933). ⁴ Р. Sprecht, Phys. ZS., **34**, 640 (1933); ZS. f. Phys., **90**, 145—165 (1934). ⁵ Б. М. Гохберг, ЖЭТФ, **7**, 1090—1098 (1937); В. М. Носберг и М. С. Соминский, Phys. ZS. d. Sowjetun., **13**, 198—223 (1938); см. о Cu_2O_3 : В. П. Жузе и И. Н. Старченко, ЖЭТФ, **10**, 331—340 (1940). ⁶ Б. Т. Коломиец, ДАН, XIX, 383 (1938); Ю. П. Маслаковец, ЖЭТФ, **10**, 393—397 (1940). ⁷ А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, ДАН, XVI, 77 (1937); XVI, 81 (1937); ЖЭТФ, **9**, 1428—1450 (1939); **9**, 1451—1458 (1939); Journ. of Phys. (USSR), **2**, 283—304 (1940). ⁸ G. Liandrat, Ann. de physique, **6**, 391—453 (1936). ⁹ H. Schweickert, ZS. f. Phys., **109**, 413—430 (1938). ¹⁰ R. H. Fowler, Phys. Rev., **38**, 45 (1931); L. A. DuBridge, Phys. Rev., **39**, 108 (1932); С. С. Прилежаев, ЖТФ, **9**, 1439 (1939).