

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Н. Д. МОРГУЛИС, П. Г. БОРЗЯК и Б. И. ДЯТЛОВИЦКАЯ

**ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВЫХ КАТОДОВ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 26 XII 1946)

Нами⁽¹⁾ были изложены предварительные результаты выполненных еще в 1941 г. измерений некоторых оптических и фотоэлектрических свойств Sb — Cs-катодов и их возможная интерпретация. В процессе дальнейшего исследования этих явлений выяснился ряд очень интересных особенностей этих катодов, которые, очевидно, имеют важное значение для проблемы фотоэффекта в целом.

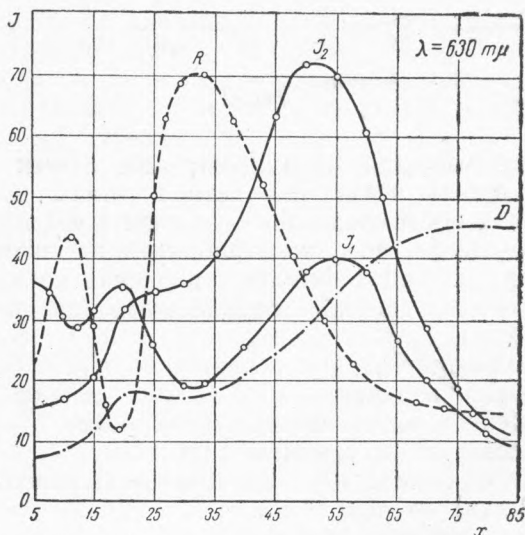


Рис. 1

С лампами описанной ранее конструкции были тщательно измерены как оптическая прозрачность D и отражение R , так и прямой I_1 и обратный I_2 фототоки Sb — Cs-клина при разных его толщинах и при его освещении световым зондом разной длины волны λ . Подобные оптические измерения дают очень четкую интерференционную картину, как на просвет D , так и на отражение R , наблюдающуюся в нашем поглощающем Sb — Cs-слое; пример этого представлен на рис. 1 в виде пунктирных кривых для лампы № 4 при $\lambda = 630 \text{ m}\mu$.

Параллельно этим измерениям была разработана теория интерференции в тонких поглощающих пленках, в результате чего были

получены точные теоретические выражения для величин D и R и плотности энергии световой волны внутри клина ε (см. ниже), зависящие, в первую очередь, от оптических постоянных n (коэффициент преломления) и $k = \mu\lambda/4\pi$ (коэффициент поглощения) и от толщины d нашего Sb — Cs-слоя. Соответствующим подбором каждой из величин n и k можно, скажем, теоретическую кривую прозрачности вдоль клина $D = f(x)$ в его более толстой части, где эти величины более постоянны, привести к совпадению с соответствующей экспериментальной кривой для прозрачности и дополнительно, в случае необходимости,

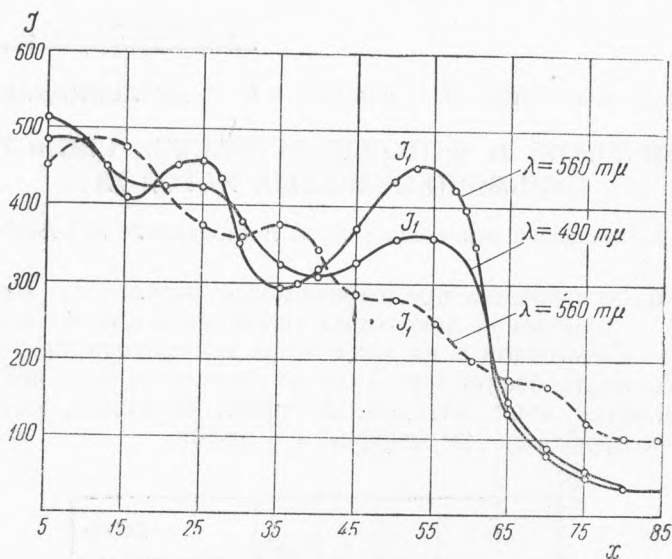


Рис. 2

сравнить обе кривые для отражения; тем самым можно оценить величины n и k для излучения разной длины волны λ . Точность оценки оптических постоянных Sb — Cs-слоя n и k подобным методом, естественно, небольшая, но даже приближенное знание этих величин для реальных эффективных фотоэлектрических катодов очень важно; их значения, наиболее полно определенные для нашей лампы № 5, приведены в табл. 1.

Значение коэффициента преломления n , определенное для совсем плохо поглощаемого излучения $\lambda = 740 \text{ m}\mu$, где $k \ll 1$, дает возможность по положению интерференционных полос в сочетании с формулой для нанесенного испарением слоя, как указано в нашем сообщении (1), легко определить толщину искомого Sb — Cs-слоя в разных местах клина $d = f(x)$ *.

Как видно из таблицы, уменьшение длины волны λ приводит, с одной стороны, к сильному росту коэффициента поглощения k и, с другой стороны, к такому изменению коэффициента преломления n , которое характеризует, обычно, аномальную дисперсию; последняя имеет место в области сильного поглощения, как, например, и в нашем случае, где при $\lambda < 560 \text{ m}\mu$ поглощение имеет „металлический“ характер ($k > 1$). Одновременно здесь также напрашивается вывод о существовании некоторого параллелизма между спектральными

* Из рис. 1 видно, что у тонкого края Sb — Cs-клина в отраженном свете находится темная интерференционная полоса; это указывает на то, что коэффициент преломления для Sb — Cs-слоя n больше, чем для стекла, $n_0 \cong 1,5$; противоположное заключение, сделанное в нашем сообщении (1), является, как выяснилось впоследствии ошибочным.

зависимостями коэффициента поглощения и фотоэлектронной чувствительностью Sb — Cs-катада.

Вслед за этими оптическими измерениями мы перешли к фотоэлектрическим, где измерялись прямой I_1 и обратный I_2 фототоки при разных длинах волн λ ; некоторые примеры этих измерений приведены на рис. 1 и 2 для лампы № 4 при $\lambda=630, 560$ и 490 μ .

Таблица 1

λ μ	k	n	$1/\mu$ см	$1/\sigma$ см
740	0,1	2,8	$5,9 \cdot 10^{-5}$	—
700	0,2	2,9	$2,8 \cdot 10^{-5}$	—
630	0,4	3,0	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$7,7 \cdot 10^{-7}$
560	0,9	3,0	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
490	1,4	2,3	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
420	1,7	2,0	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$

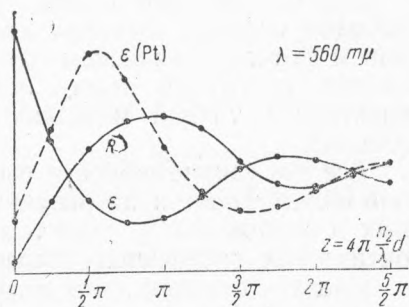


Рис. 3

При рассмотрении рис. 1 и 2 раньше всего обращает на себя внимание (см. рис. 1), что между кривыми распределения вдоль клина прямого фототока I_1 и оптического отражения R , с одной стороны, и обратного фототока I_2 и оптической прозрачности D , с другой стороны, существует определенное соответствие; следовательно, существует какая-то определенная связь между оптическими и фотоэлектрическими свойствами Sb — Cs-катада. Кроме того, так как получаемый здесь периодический ход прямого фототока вдоль клина $I_1=f(x)$ по своему характеру чрезвычайно напоминает фотоэффект от стоячих волн, полученный Айвсом⁽²⁾ для тонкой пленки металлического цезия на кварцевом клине, приходится допустить, что и в нашем случае сплошного, а не пленочного катада мы имеем дело с тем же явлением. Подтверждение этого вывода мы видим в следующем.

1. Сравнение экспериментальных кривых для прямого фототока I_1 и отражения R из рис. 1 с теоретическими кривыми для отражения R и плотности энергии стоячей волны вблизи передней поверхности нашего Sb — Cs-клина ϵ рис. 3 показывает на полное соответствие между кривыми для I_1 и ϵ ; естественно, в самой начальной части теоретическая кривая для ϵ требует здесь поправки на эффективную глубину, откуда выходят фотоэлектроны.

2. Сравнение экспериментальных кривых рис. 2 при $\lambda=560$ μ для прямого фототока I_1 из Sb — Cs-клина, лежащего на стеклянной (сплошная кривая) и платиновой (пунктирная) подложках, с теоретическими кривыми для той же величины ϵ рис. 3 показывает также на хорошее соответствие между ними в этом характерном случае обращения фазы при отражении от стекла и от платины; это, кстати, наблюдается также и для интерференции на отражение.

3. Сравнение экспериментальных кривых для обратного фототока I_2 и оптической прозрачности D рис. 1 показывает наличие соответствия в положении их „оптических“ максимумов, которые нужно отличать от обычных максимумов обратного фототока I_2 , находящихся в месте с толщиной d_m ⁽¹⁾. С другой стороны, теоретический расчет показывает, что распределение прозрачности D совпадает с распределением плотности энергии световой волны вблизи задней поверхности Sc — Cs-клина, определяющей собой, очевидно, обратный фотоэффект.

4. При постепенном уменьшении длины волны λ , вследствие сильного роста коэффициента поглощения k (см. табл. 1), интенсивность отраженной от задней грани клина волны сильно ослабляется, вследствие чего, как видно из рис. 1 и 2, колебания прямого фототока вдоль клина делаются все менее выраженными; в равной степени это же происходит при увеличении толщины клина.

Таким образом, из приведенных выше данных с несомненностью следует как наличие прямой связи между распределениями фотоэффекта и энергии световой волны, так и обнаружение фотоэлектрическим методом стоячих световых волн в подобном сплошном полупроводниковом фотоэлектрическом слое; последнее, естественно, совершенно отлично от случая строго локализованной для возникновения фотоэлектронов тонкой металлической поверхностной пленки в опытах Айвса⁽²⁾.

Все эти закономерности были получены нами на лампах №№ 4 и 5; они видны также и на рисунках, относящихся к лампе № 3, приведенных в сообщении⁽¹⁾, хотя там они, очевидно, в силу других значений оптических постоянных, выражены не так резко и заметно.

Следует признать, что полученные здесь результаты являются несколько неожиданными, тем более, что попытка Айвса^(2, 3) перенести свои оптические соображения на эффективный оксидно-цезиевый фотокатод оказалась неудачной, после чего никто таких попыток больше не предпринимал. В самом деле, факт существования подобного явления говорит, в частности, о том, что глубина зоны, из которой выйдут фотоэлектроны, $l_e = 1/\sigma$, должна быть значительно меньше длины волны излучения, т. е. $l_e \ll \lambda$, как это, например, имеет место в случае металлов. Между тем, до настоящего времени было принято считать, что современные эффективные полупроводниковые катоды, как, например, Sb — Cs, именно потому и являются очень эффективными, что в них фотоэффект имеет весьма глубокий характер, при котором даже возбужденные сравнительно глубоко внутри катода фотоэлектроны без заметных потерь своей энергии смогут дойти до поверхности и дать внешний фотоэффект.

Наконец, были вычислены по прежнему методу значения коэффициента поглощения фотоэлектронов σ , представленные в табл. 1. Эти значения по своей величине и характеру изменения не совсем совпадают с прежними данными⁽¹⁾. Причина этого заключается в том, что при выполнении предыдущей работы изложенные здесь факты еще не были известны, в некоторых случаях „оптический“ максимум обратного фототока (см. выше) был принят за обычный, находящийся в точке с толщиной d_m . Одновременно следует отметить, что эти значения $l_e = 1/\sigma$ из табл. 1, в подтверждение вышеуказанного, значительно меньше длины волны излучения λ , хотя по своему порядку величины они несколько превышают длину свободного пробега электрона в нашем полупроводнике.

Институт физики
Академии Наук УССР,
Киев

Поступило
25 XII 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. Моргулис, Доповіді Січневої Сесії АН УРСР, 2, 1942, II, стр. 215; ДАН, 52, 681 (1946). ² Н. Ives and T. Gray, J. O. S. A., 23, 73 (1933). ³ Н. Ives and A. Olpin, J. O. S. A., 24, 198 (1934).