

Г. И. БОРН, Н. РИЛЬ и К. Г. ЦИММЕР

КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СЕРНИСТОГО ЦИНКА β -ЛУЧАМИ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 16 I 1948)

Как известно, при возбуждении сернистого цинка α -лучами энергия α -частиц почти полностью переходит в световую ⁽¹⁾, при возбуждении же катодными лучами коэффициент полезного действия (к. п. д.) оказывается в 10—100 раз ниже (ср. ⁽²⁾). Возникает вопрос — какой к. п. д. получается при возбуждении люминесценции электронами большой скорости, т. е. β -лучами?

Практически в деле приготовления светосоставов постоянного действия этот вопрос имеет большое значение в связи с развитием техники получения искусственных радиоактивных веществ с длительным периодом полураспада, могущих заменить радий и которые, в отличие от радия, являются не α -, а β -радиоактивными.

Теоретически же этот вопрос интересен в связи с наличием двух резко различных теорий возбуждения люминесценции корпускулярными лучами.

Ленард ⁽³⁾ установил следующую связь между напряжением V катодного пучка, его плотностью J и яркостью H люминесцирующего экрана:

$$H = AJ(V - V_0).$$

Здесь A и V_0 — константы, характерные для данного люминесцирующего вещества. Эта формула в основном была подтверждена и другими авторами ⁽⁴⁾.

Принципиальный интерес представляет вопрос, каков нижний возбуждающий предел скорости электронов. По формуле (1) этот предел определяется величиной V_0 . Электроны, скорость которых не достигает этого предела, очевидно, застревают в поверхностном слое кристалла, т. е. не достигают той части кристалла, которая обладает нормальным, способным люминесцировать строением решетки. Иными словами, эти вещества в своей поверхностной части не способны светиться. Следует, однако, заметить, что Риль и Тиме нашли возможность приготовления веществ (из группы силикатов), возбуждаемых даже электронами в 10 V. У этих веществ и поверхностный слой обладает способностью люминесцировать.

Из формулы Ленарда следует, что к. п. д. практически независим от скорости электронов, так как при $V \gg V_0$

$$\frac{H}{JV} = A. \quad (2)$$

Это подтверждается при напряжении в несколько тысяч вольт. При напряжениях же от 200 до 800 V Т. В. Brown и Nottingham⁽⁴⁾ нашли, что яркость силиката цинка возрастает нелинейно с V . Если выразить количество света W , приходящегося на каждый электрон, через eV , то по Брауну получается

$$W = 5 \cdot 10^{-6} V^2 + 0,17, \quad (3)$$

т. е. к. п. д. здесь возрастает с V .

Фано⁽⁵⁾ дал весьма убедительное объяснение результатам Брауна. Он указал на то, что в поверхностном слое кристалла вероятность превращения поглощенной энергии в тепловую (или химическую) должна быть гораздо больше, чем внутри его, т. е. поверхностный слой является «искаженным». Фано исходил при этом из предположения, согласно которому поглощенная энергия может перемещаться («мигрировать») на расстояние порядка $4 \cdot 10^{-5}$ см, и из того, что энергия, попавшая путем миграции на поверхность кристалла, переходит там полностью в тепловую. α -частицы настолько глубоко проникают во внутрь кристалла ($3 \cdot 10^{-3}$ см), что только незначительная часть энергии мигрирует к поверхности; у электронов же с энергией в несколько сот вольт глубина проникновения настолько мала, что большая часть возбуждающей энергии попадает на поверхность и превращается в тепло. Вычисленная Фано зависимость к. п. д. от напряжения хорошо совпадает с экспериментальными данными Брауна.

В отличие от Фано, Меглих и Ромпе⁽⁶⁾ исходят из так называемых многократных переходов, которые, согласно их теории, ответственны за превращение поглощенной энергии в тепло. Согласно им, легкая частица (электрон) вызывает в электронном газе кристалла образование небольшого числа электронов высокой энергии, тогда как тяжелая частица (α -частица) — большого числа электронов малой энергии. Согласно квантовой механике, электроны с большой энергией подвержены значительно больше теплообразующим многократным переходам, чем таковые с малой энергией; поэтому к. п. д. при возбуждении электронными лучами должны быть значительно ниже, чем при возбуждении α -лучами.

С целью проверки теории мы сравнивали яркость β -радиоактивного (два раза с $UX_1 + UX_2$ и один раз с радиофосфором) с яркостью α -радиоактивного (с радиоторием) сернистого цинка, активированного медью. Содержание β -излучающего или α -излучающего вещества на грамм сернистого цинка определялось радиометрически. Мерилем энергии служило количество пар ионов, которые данная радиация образовала бы в воздухе.

Расчет поглощения β -лучей проводился по общеизвестной формуле (см., например, ⁽⁸⁾).

Кроме того, был проведен еще четвертый опыт, служивший для определения к. п. д. при возбуждении γ -лучами. Так как в данном случае возбуждают не непосредственно γ -лучи, а образованные ими вторичные β -лучи, то и этот опыт сводится к определению к. п. д. при возбуждении β -лучами,

При определении к. п. д. γ -лучей мы провели также абсолютное определение к. п. д. Слой сернистого цинка облучался с одной стороны γ -лучами и с той же стороны определялась яркость возбужденной ими люминесценции. Источником γ -лучей служил радий (122,5 мС) с продуктами распада, расположенный на расстоянии 4,4 см от поверхности фосфора. Этот препарат сернистого цинка отличается от препаратов, применявшихся в предыдущих опытах, — он был тождествен с препаратом, использованным в свое время Рилем для определения

к. п. д. α -лучами и отличавшимся особо высокой способностью люминесцировать.

Яркость поверхности препарата измерялась в свечах Гейнера на см^2 , после этого была определена кривая поглощения γ -лучей и отсюда определено количество поглощенной энергии γ -лучей. Наконец, было проведено определение прозрачности сернистого цинка для излучаемого им света. Истинное количество света, образованного в слое, было вычислено по формуле

$$I = \int_0^a K e^{-\lambda_L x} dx = \frac{K}{\lambda_L} (1 - e^{-\lambda_L a}),$$

где I — эффективная (наблюдаемая) яркость поверхности; K — количество света, действительно образованного в слое ZnS толщиной в 1 мм и площадью в 1 см^2 ; a — толщина слоя ZnS в мм; λ_L — коэффициент поглощения (поглощения + рассеяния) света в сернистом цинке.

Сравнение образованной каждым см^3 сернистого цинка в секунду световой энергии с поглощенной каждым см^3 сернистого цинка в секунду энергией γ -лучей дает искомый к. п. д. Таким образом мы получили для γ -лучей к. п. д., равный 0,71 (см. табл. 1).

Таблица 1

Вид β -лучей	(к. п. д. при возбуждении α -лучами) : (к. п. д. при возбуждении β -лучами)	Абсолютная величина к. п. д.
β -лучи от $\text{UX}_1 + \text{UX}_2$. . .	2,5	—
β -лучи от радиофосфора . . .	1,8	—
Вторичные β -лучи (образованные в сернистом цинке γ -лучами продуктов распада радия)	~1	0,71

Как видно, к. п. д. при возбуждении люминесценции β -лучами мало уступает к. п. д. при возбуждении α -лучами.

На основании приведенных чисел получается впечатление, что β -лучи большой энергии дают больший к. п. д., чем когда их энергия меньше. Однако точность наших определений недостаточна для такого вывода. Доказанным можно считать только то, что β -лучи дают при возбуждении люминесценции к. п. д. того же порядка, как и α -лучи, и что их к. п. д. превышает в 10—100 раз к. п. д. медленных электронов (катодных лучей).

Полученные результаты, с одной стороны, являются обнадеживающими в отношении практического применения β -препаратов, а с другой — подтверждают теорию Фано.

Существует другая возможность подтверждения теории Фано, на основе определения к. п. д. при возбуждении рентгеновыми лучами. Последние вызывают свечение через посредство вторичных электронов, скорость которых сравнима со скоростью катодных лучей. Однако при этом, в отличие от случая возбуждения катодными лучами, медленные электроны образуются во всей толще отдельных кристалликов и поэтому свечение носит объемный, а не исключительно поверхностный характер. Поэтому к. п. д. должно быть в 10—100 раз больше, чем в случае катодолюминесценции. Опыт (?) это подтверждает, следует только отметить, что в цитируемых работах имеются опечатки

и ошибки в расчете. Из работ можно заключить, что к. п. д. рентгенолюминесценции вольфрамата кадмия или платиносинеродистого бария равен $\sim 7\%$. Так как яркость рентгенолюминесценции ZnS в ~ 5 раз больше, то его к. п. д. не менее 30% . Но для окончательного подтверждения теории Фано все же было бы желательно иметь более достоверные данные.

Поступило
16 I 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ N. Riehl, Ann. d. Phys., (5), 29, 636 (1937); 11, 108 (1931); Н. Риль, Люминесценция, М.—Л., 1946. ² Kordatzky, Schleede u. Schröter, Phys. Z., 27, 392 (1926). ³ P. Lenard, Ann. d. Phys., (4) 12, 449 (1903). ⁴ T. B. Brown, JOSA, 27, 168 (1937); Leverens, ibid., 27, 25 (1937); Levy, West, J. Inst. Electr. Eng., 79, 11 (1936); Maloff, Epstein, Electronics, Nov. 1937, p. 31—34, 85, 86; Nottingham, J. Appl. Phys., 8, 762 (1937); Phys. Rev., 51, 591, 1008 (1937); Brown, JOSA, 27, 186 (1937); Orth, Richards and Headrick, Proc. Radio Eng. N. Y., 23, 1308 (1935); K, Scherer u. Rübсаat, Arch. Elektrotechn., 31, 821 (1937); W. Schnabel, ibid., 58, 78 (1934); см. также обзор в книге Н. Риль, Люминесценция, М.—Л., 1946. ⁵ U. Fano, Phys. Rev., 58, 544 (1940). ⁶ F. Möglich u. R. Rompe, Z. techn. Phys., 40, H. 11 (1940). ⁷ Rutherford u. McClung, Phys. Z., 2, 53 (1901); Hertner, Z. techn. Phys., 16, 9 (1935). ⁸ Meyer-Schweidler, Radioaktivität, 1937, S. 630.