

довательных импульсов напряжения генерировать на выходе элемента K импульсы в соответствии со значениями функции f_m , если считать отсутствие импульса за нуль, а импульс за единицу. Первые шестнадцать импульсов образуют первую строку матрицы. Вторые шестнадцать — вторую и т. д. При подаче импульсов, соответствующих правому нижнему квадранту матрицы, счётчики C_4 и C_8 будут в состоянии «единица», и, таким образом, этот четвёртый квадрант будет перевернут по сравнению с остальными тремя квадрантами. Для получения матриц с большим числом элементов надо только соответственно увеличить число счётчиков и «ворот».

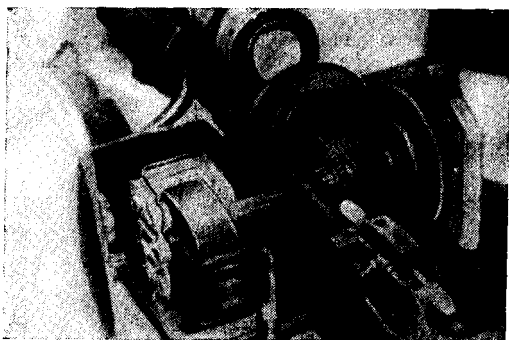


Рис. 2.

Для приведения в действие всего устройства служит фотоэлемент, получающий световой импульс при каждом обороте мотора, вращающего его модуляционный диск.

Изготовленные таким образом диски помещаются перед входной и выходной щелями монохроматора, фотография которого приведена на рис. 2.

Описанное устройство монохроматора с 62 частичными щелями должно было теоретически иметь чувствительность, в 32 раза более высокую, чем простой монохроматор с той же шириной щели. Однако ввиду необходимости дополнительно ограничить высоту щели, которая, кроме того, частично экранировалась осью вращения одного из дисков, было достигнуто повышение чувствительности приблизительно в 10 раз при ширине частичной щели в 0,126 мм. Предполагается в дальнейшем сконструировать монохроматор с 126 частичными щелями, что даст ещё больший выигрыш в чувствительности.

Автор указывает, что из практических соображений оказалось целесообразнее изготавливать модуляционные диски, исходя не из описанной выше простой матрицы, а из несколько видоизменённой, которая получается из первой перестановкой местами отдельных столбцов. Более подробного описания видоизменённой матрицы и соответствующего ей счётного устройства в статье не приводится.

К. Вульфсон

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВАХ

Для определения технического выхода люминесценции по известному абсолютному выходу важно знать, какая часть возбуждённой внутри вещества люминесценции достигает поверхности слоя и излучается вовне, ибо часть света люминесценции поглощается в света-

щемся веществе, а часть его рассеивается на отдельных кристалликах вещества.

Наоборот, если по известному техническому выходу желательно определить абсолютный выход светящегося вещества, то необходимо определить как поглощенную часть возбуждающего света, так и интенсивность всей возникшей люминесценции, а последняя может быть вычислена по техническому выходу только при знании рассеивающих и поглощающих свойств данного слоя светящегося вещества.

Автор реферируемой работы¹ совместно с другими исследователями в своё время изучал зависимость интенсивности люминесценции, излучаемой слоем светящегося вещества, от толщины этого слоя при возбуждении α -, β -, γ - и рентгеновскими лучами^{2,3,4}. Полученные экспериментальные кривые менялись как при переходе от одного рода возбуждения к другому для одного и того же вещества, так и при переходе от одного вещества к другому при одинаковом возбуждении. Работая с тонкими слоями, для которых рассеяние и поглощение пренебрежимо мало, указанные авторы измерили абсолютный выход исследуемых веществ, причём особые трудности причиняло определение энергии возбуждения, поглощённой в тонком слое при возбуждении β - и рентгеновскими лучами, что в значительной мере снижало точность измерений. Лучший результат может быть достигнут, если теоретически найти зависимость интенсивности излучаемой люминесценции от толщины слоя светящегося вещества. В этом случае можно вычислить интенсивность всей возбуждённой люминесценции при произвольной толщине слоя, а измерение поглощённой возбуждающей энергии проводится легче и точнее для более толстых слоёв люминесцирующего вещества. Если же для определённого слоя вещества известны поглощающая способность по отношению к возбуждающему излучению, абсолютный выход и постоянные рассеяния и поглощения для света люминесценции, то можно вычислить технический выход для слоя любой толщины.

Автор реферируемой работы вывел на основании простого теоретического рассмотрения дифференциальные уравнения, связывающие поглощающую способность люминесцирующего вещества, абсолютный выход, постоянные поглощения и рассеяния света люминесценции в слое и толщину этого слоя.

Вводятся интегральные коэффициенты поглощения $A(x)$, отражения $R(x)$ и прохождения $T(x)$, т. е. если на исследуемый слой падает излучение интенсивности J_0 , то $A(x)J_0$ поглощается слоем, $R(x)J_0$ рассеивается, а $T(x)J_0$ проходит слой, так что

$$A(x) + R(x) + T(x) = 1.$$

Соответственно вводятся дифференциальные коэффициенты поглощения a , отражения (рассеяния) r и прохождения t , так что $A(x)$ переходит в $a dx$, $R(x)$ переходит в $r dx$ и $T(x)$ переходит в $t dx$ при переходе от слоя толщины x к слою толщины dx .

Вводится, кроме того, ещё дифференциальный коэффициент потерь v , причём $v dx$ характеризует ту часть падающей на слой толщины dx излучения, которая теряется в результате отражения и поглощения, так что

$$v = a + r.$$

Для характеристики оптических свойств слоя толщины dx достаточно двух каких-либо коэффициентов, которые могут быть выбраны из соображения удобства.

Рассматривая слой толщины x , автор получает следующие выражения:

$$\frac{dJ}{dx} = E(x) [1 + R(x)] - J[v - rR(x)], \quad (1)$$

$$\frac{di}{dx} = E(x) T(x) + Jr T(x), \quad (2)$$

где i — интенсивность люминесценции, излучаемой слоем со стороны возбуждения, J — интенсивность люминесценции, излучаемой слоем со стороны, противоположной стороне возбуждения, и $2E(x)dx$ — интенсивность люминесценции, возникшей в слое толщины dx . Если учесть, что

$$2E(x)dx = \eta S(x)dx,$$

где η — абсолютный выход люминесцирующего вещества и $S(x)$ — поглощательная способность люминесцирующего вещества по отношению к возбуждающему излучению, то видно, что уравнения (1) и (2) как раз и связывают абсолютный выход, поглощательную способность по отношению к возбуждающему излучению, постоянные рассеяния r и поглощения $a = v - r$ света люминесценции и толщину слоя x , причём, как показывает расчёт, величины $R(x)$ и $T(x)$ могут быть выражены через v и r следующим образом:

$$R(x) = \frac{\frac{r}{p} \sin px}{\cos px + \frac{v}{p} \sin px}, \quad (3)$$

$$T(x) = \frac{1}{\cos px + \frac{v}{p} \sin px}, \quad (4)$$

где

$$p = \sqrt{v^2 - r^2}.$$

Принципиально оптические постоянные v и r могут быть определены по указанным формулам при измерении интенсивности люминесценции, излучаемой с обеих поверхностей исследуемого слоя, как функции толщины этого слоя. При этом, однако, возникают трудности, которые могут быть обойдены, если возбуждать к свечению только тонкий поверхностный слой люминесцирующего вещества, что особенно удобно осуществить α -лучами малой проникающей способности.

Фотоэлектронным умножителем измерялась интенсивность люминесценции, излучаемой со стороны возбуждения (точки на рис. 1) и со стороны, противоположной стороне возбуждения (крестики на рис. 1) в зависимости от толщины слоя. Предполагалось, что кривая спадает правее максимума так, как будто бы возбуждение α -лучами происходит только в поверхностном слое, и что рассеянием в этом слое можно пренебречь. В этом случае спад кривой должен передаваться функцией $T(x)$. Формула (4) лучше всего (сплошная кривая I на рис. 1) передавала этот ход кривой для ZnS-Cu-фосфора при значениях

$$\left. \begin{array}{l} v = 2,84 p \\ r = 2,66 p \end{array} \right\} p = 1,65 \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^2}{\text{мг}}$$

(это значит, что слой в $1 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$ отражает $r = 4,68\%$ и поглощает $v - r = 0,3\%$ падающей энергии возбуждения).

При тех же условиях кривая, вычисленная по формуле (3),^{*} должна передавать расположение экспериментальных точек при измерении интенсивности люминесценции, излучаемой со стороны возбуждения, что

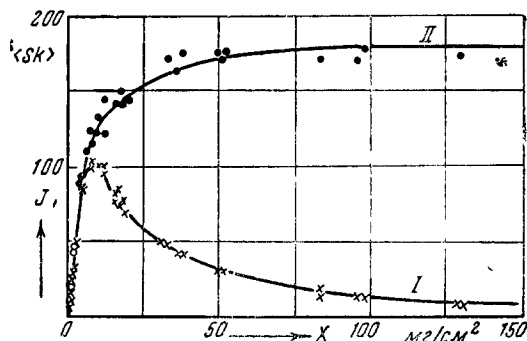


Рис. 1. Интенсивность люминесценции как функция толщины слоя x при возбуждении α -частицами.

и оправдывается с хорошей степенью точности (сплошная кривая II на рис. 1).

Уравнение (1) решается относительно J :

$$J = \left\{ \int_0^x E(x) \frac{(1+R)}{T} dx \right\}_T. \quad (5)$$

При знании $R(x)$ и $T(x)$ это выражение легко интегрируется для некоторых функций $E(x)$. Особенно прост случай, когда $E(x) = E = \text{const}$, тогда

$$J = G(x) = \frac{E}{v-r} \{1 - (R+T)\}. \quad (6)$$

Этот случай имеет место при возбуждении люминесцирующего слоя γ -лучами, интенсивность которых практически не уменьшалась при прохождении слоя, так что всё вещество возбуждается равномерно. Интенсивность люминесценции, излучаемой со стороны возбуждения, равна здесь интенсивности люминесценции, излучаемой с противоположной стороны, что математически находит своё отражение в том, что, приравнявая правые стороны уравнений (1) и (2), получают выражение (6).

Результаты измерений при возбуждении γ -лучами показаны на рис. 2. Измерялась только интенсивность люминесценции, излучаемой в сторону, противоположную возбуждению. Касательная при $x=0$ служит мерой значения E и может быть использована для его определения. При известном E функция $G(x)$ должна при найденных выше зна-

чениях v и r передавать расположение экспериментальных точек, что, как видно из рис. 2 (сплошная кривая), оправдывается с хорошим приближением. Видно, что при больших значениях x кривая асимптотически приближается к некоторому предельному значению, которое согласно выражению (6) равно

$$G(x) = E \frac{1}{p} \left\{ 1 + \frac{r}{v+p} \right\}. \quad (7)$$

Зная E и производя измерения в толстых слоях люминесцирующего вещества, можно из этого равенства определить отношение v к r . Наоборот, зная v и r и производя измерения в тонких слоях, можно вычислить максимальный технический выход при возбуждении γ -лучами.

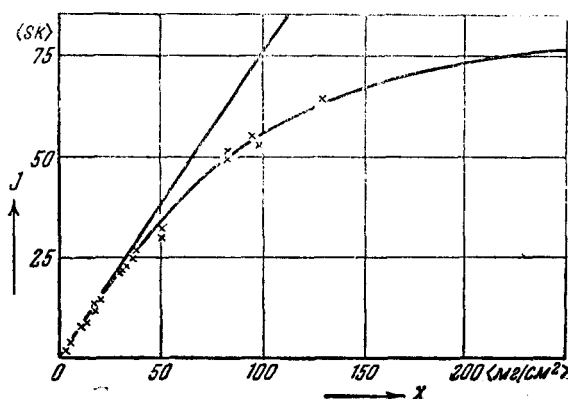


Рис. 2. Интенсивность люминесценции как функция толщины слоя x при возбуждении γ -лучами.

Возбуждая люминесцирующий слой рентгеновскими лучами, уже нельзя считать, что весь слой возбуждается равномерно (как при возбуждении γ -лучами) или что возбуждается только поверхностный слой (как при возбуждении α -частицами). Можно было бы считать, что поглощаемая энергия рентгеновских лучей падает по экспоненте при росте x , т. е. представить $E(x)$ в виде

$$E(x) = Ce^{-\mu x}.$$

В этом случае уравнение (5) также интегрируется элементарно, однако экспоненциальный закон, по всей видимости, выполняется строго лишь в исключительных случаях.

Но для рентгеновских лучей, как и вообще для любого вида возбуждения, можно, не вводя никаких дополнительных предположений, определить согласно уравнению (1) вид $E(x)$ из кривой, измеренной для J , графическим интегрированием или дифференцированием.

Действительно, согласно (1)

$$E(x) = J \frac{v - rR}{1 + R} + \frac{dJ}{dx} \frac{1}{1 + R} \quad (8)$$

или соответственно

$$\int_0^x E(x) dx = (v+r) \int_0^x J \frac{1-R}{(1+R)^2} dx + \frac{J}{1+R} \quad (9)$$

Все входящие в эти выражения величины могут быть измерены и, следовательно, $E(x)$ или соответственно $\int_0^x E(x) dx$ определено.

Фотоэлектронным умножителем измерялась интенсивность люминесценции, излучаемой со стороны, противоположной возбуждению, в зависимости от толщины слоя (кривая I рис. 3). Из экспериментальной кривой I

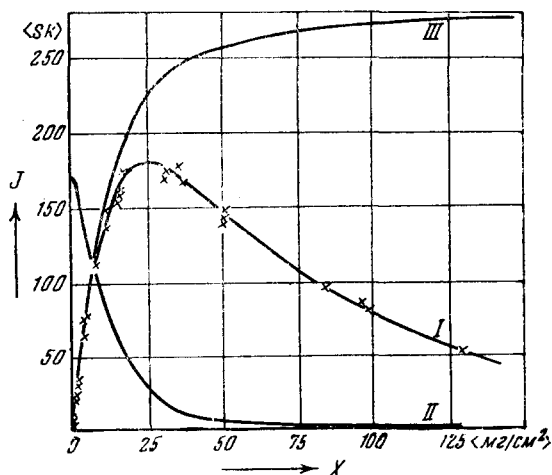


Рис. 3. Интенсивность люминесценции как функция толщины слоя x при возбуждении рентгеновскими лучами.

согласно уравнениям (8) и (9) находились интенсивность люминесценции, приходящейся на единицу толщины слоя $E(x)$ (кривая II рис. 3), и интенсивность всей возбуждённой в слое толщины x люминесценции

$\int_0^x E(x) dx$ (кривая III рис. 3) в зависимости от x .

Согласно кривой II $E(x)$ представляется не экспоненциальным законом, а каким-то другим.

В заключение автор реферируемой работы проводит исследование зависимости оптических постоянных от величины зёрен люминесцирующего вещества, причём, как следует отметить, при выводе указанных выше формул зернистая структура вещества в расчёт не принималась. Сравниваются кривые интенсивности люминесценции, излучаемой в сторону, противоположную возбуждению для двух слоёв одина-

кового состава (ZnS-Cu), но с различной величиной зёрен (среднее отношение 1:2).

Оказалось, что ожидаемое уменьшение значения v и r при переходе к крупнозернистым веществам происходит таким образом, что их отношение остаётся постоянным.

В. Бредель

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. I. Broser, Ann. d. Physik 5, 401 (1950).
2. I. Broser u. H. Kallmann, Zeits. Naturforsch. 2a, 440, 642 (1947).
3. I. Broser, L. Herforth, H. Kallmann u. U. Martius, Zeits. Naturforsch. 3a, 6 (1948).
4. I. Broser, H. Kallmann u. U. Martius, Zeits. Naturforsch. 4a, 204 (1949).

КИНОКАМЕРА, ДАЮЩАЯ ДО 10^9 СНИМКОВ В СЕКУНДУ

В изучении процессов взрыва и детонации весьма важную роль играет возможность моментальной фотосъёмки с выдержкой порядка 10^{-7} сек. и меньше. Аналогично обычной фотосъёмке можно различать «моментальную фотосъёмку», т. е. получение отдельных фотоснимков с короткой экспозицией, и «моментальную киносъёмку» — получение непрерывной последовательности такого рода снимков. Первая осуществляется обычно с помощью «электрического затвора» — ячейки Керра (инерционность ячеек Керра не превышает 10^{-8} сек.). Вторая осуществляется с помощью специальных киноаппаратов. Такова, например, кинокамера О'Брайена-Мильна, дающая 10^7 кадров в секунду¹. Однако камеры этого типа имеют по необходимости весьма сложную оптическую систему, дороги и сложны в изготовлении.

Недавно описана кинокамера, позволяющая при несложной оптико-механической системе получать до 300 последовательных кадров размером 10×10 см со скоростью съёмки от 10^5 до 10^9 кадров в секунду². В основу этой камеры положен многощелевой затвор, расположенный в плоскости изображения, даваемого объективом, и проектируемый на киноплёнку. Затвор представляет собой стеклянную пластинку, покрытую слоем непрозрачного вещества, в котором прорезаны с помощью делительной машины узкие щели, образующие правильную решётку.

В некотором положении затвора на плёнке получается изображение в виде ряда параллельных линий, причём каждая линия будет изображением той части объекта, которая проектируется объективом на соответствующую прорезь затвора. Если, например, расстояние между щелями решётки в 30 раз больше ширины щели, то полученное изображение займёт $\frac{1}{30}$ всей площади снимка. Передвинем теперь затвор на ширину щели. На плёнке получится вторая система параллельных линий, примыкающая к первой. Она займёт тоже $\frac{1}{30}$ площади снимка. При постепенном смещении затвора на расстояние между двумя соседними щелями изображение на плёнке будет представлять собой суперпозицию 30 отдельных кадров, сдвинутых друг относительно друга на ширину щели. Эти 30 кадров и покроют всю площадь