

И. А. ЧЕРЕНКОВ

АБСОЛЮТНЫЙ ВЫХОД СВЕЧЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМОГО ЭЛЕКТРОНАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ В СРЕДЕ СО СВЕРХСВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 28 IX 1933)

1. При изучении свечения, возникающего в веществе при прохождении через него быстрых электронов (1), особенно важным является вопрос об абсолютном выходе этого свечения. По теории Тамма и Франка(2) энергия W , излучаемая равномерно движущимся в среде электроном, определяется выражением:

$$W = \frac{e^2 l}{c^2} \int \omega d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right), \quad (1)$$

где l — длина пути электрона, n — показатель преломления среды, $\omega = 2\pi\nu$ — циклическая частота и $\beta = \frac{v}{c}$ — скорость электрона. При этом предполагается выполнение условия $\beta n > 1$, выражающего требование, чтобы скорость электрона была больше фазовой скорости света в среде. В действительности движение электрона в среде сопровождается значительным изменением скорости, так что величина β для разных участков пути электрона будет сильно отличаться. Поэтому в применении к реальному движению электрона и в предположении, что рассматривается относительно небольшая область спектра, внутри которой n можно принять постоянным, формула (1) должна быть написана в следующем виде:

$$W = \frac{e^2}{c^2} \int \omega d\omega \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) dl, \quad (2)$$

где β зависит от l .

Интегрирование по l удобнее выполнить, если β и dl заменить соответственно через V и dV (V — энергия электрона в киловольтах, dV — потеря энергии на участке пути dl). Для такой замены имеем, во-первых, известное соотношение $V = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2$; кроме того из опытов Madgwick (3) следует, что потеря энергии электроном на единицу пути в том интервале энергии, который нас в дальнейшем будет интересовать (примерно от 200 — 300 kV до 3 000 kV), для данной среды практически от V не зависит, т. е. $-\frac{dV}{dl} = k$, где k — постоянная. Для различных веществ можно с достаточно хорошим приближением величину k положить пропорцио-

нальной плотности вещества при условии, если порядковые номера атомов этих веществ не сильно отличаются друг от друга.

Подставляя в выражение (2) величину $1 - \frac{1}{\left(\frac{V}{mc^2} + 1\right)^2}$ вместо β^2 и $-\frac{dV}{k}$ вместо dl , получаем:

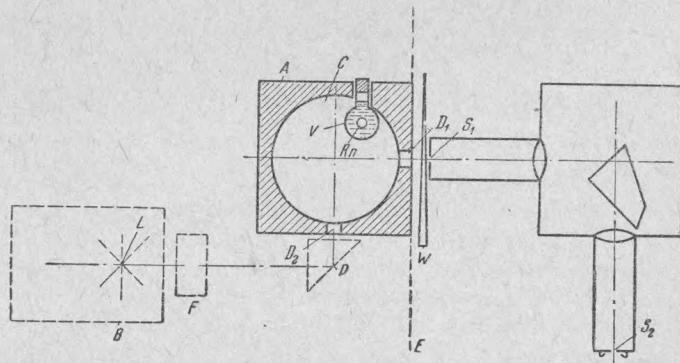
$$W = \frac{e^2}{c^2} \int \omega d\omega \frac{1}{k} \int \frac{dV}{n^2 \left[1 - \frac{1}{\left(\frac{V}{mc^2} + 1\right)^2} \right]},$$

откуда по выполнении в нужных пределах интегрирования окончательно имеем следующее выражение для полной энергии, излучаемой электроном в интервале частот от ν_1 до ν_2 :

$$W = \frac{2\pi^2 e^2}{kc^2} (\nu_1^2 - \nu_2^2) \left\{ \frac{mc^2}{2n^2} \ln \frac{V_{\min}}{V_{\min} + 2mc^2} + \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) (V - V_{\min}) - \frac{mc^2}{2n^2} \ln \frac{V}{V + 2mc^2} \right\}. \quad (3)$$

Здесь V — начальная энергия электрона, V_{\min} — энергия электрона, соответствующая условию $\beta n = 1$, ниже которой свечение электроном уже не вызывается.

Зная энергетический спектр электронов и интенсивность используемого источника по формуле (3), можно определить теоретически ожидаемую величину абсолютного выхода изучаемого свечения.



2. Установка, посредством которой производилось экспериментальное определение выхода, схематически представлена на фигуре. Здесь A — массивный свинцовый блок, внутри которого имеется сферическая полость C , покрытая окисью магния (шар Ульбрихта). Диаметр полости — 13 см. Исследуемая жидкость помещалась внутри этой полости в отдельном тонкостенном стеклянном сосуде V , представляющем шарик диаметром 3.5 см. Возбуждение свечения жидкости производилось β -частицами Ra ($B+C$), источником которых служила эманация радия, находившаяся в весьма тонкостенной стеклянной ампуле сферической формы. Эта ампула помещалась внутри жидкости в центре сосуда V . Ее диаметр равнялся 8 мм, а толщина стенок составляла около 0.12 мм. Для устранения свечения стекла стенок ампулы наружная поверхность последней была посеребрена. При таких геометрических условиях излучение источника было достаточно однородным по всем направлениям, хотя излучение каждого

электрона в отдельности резко асимметрично. Свечение жидкости, находящейся в сосуде V , происходило практически только под действием β -частиц, так как толщина слоя жидкости в этом сосуде, будучи достаточной для полного поглощения β -частиц, была в то же время не слишком велика, чтобы вызывать сколько-нибудь заметное ослабление жестких γ -лучей, испускаемых тем же источником. Основная доля γ -радиации поглощалась стенками свинцового блока, благодаря чему устранялось мешающее действие этих лучей на глаз наблюдателя, а также исключалась возможность свечения стеклянных частей установки.

Перед отверстием D_1 , имеющимся в свинцовом блоке, помещалась входная щель S_1 монохроматора, ширина которой равнялась 0.2 мм. Ширина выходной щели S_2 составляла 0.91 мм. Ею выделялась область спектра от $\lambda = 536$ м μ до $\lambda = 556$ м μ , так что средняя длина волны равнялась 546 м μ (длина волны зеленой линии ртутной дуги). Вследствие крайней слабости изучаемого свечения непосредственные измерения энергии светового пучка, выходящего из щели S_2 , оказались невозможными. Поэтому абсолютные энергетические измерения были выполнены с вспомогательным пучком света от постороннего источника L . Таким источником был выбран свет зеленой линии ртутной дуги. Предварительно отфильтрованный комбинированным жидким фильтром $F^{(4)}$ пучок этого света через призму P полного внутреннего отражения и отверстие D_2 направлялся внутрь сферической полости C . Надлежащей фокусировкой (использовавшаяся для этой цели оптическая система на чертеже не приведена) интенсивность пучка подбиралась лишь настолько большой, чтобы ее можно было надежно измерить термостолбиком. Термостолбик при этих измерениях помещался внутри шаровой полости C , перед отверстием D_2 так, что его рабочая поверхность полностью перекрывала это отверстие. Шкала, по которой производились отсчеты отклонений зеркала гальванометра, была проградуирована по общему излучению лампы Гефнера⁽⁵⁾.

Дальнейшие измерения состояли в следующем. По методу гашения⁽⁶⁾ определялся коэффициент a , показывающий, во сколько раз надо ослабить интенсивность пучка света, выходящего из щели S_2 , чтобы довести ее до значения, соответствующего порогу зрительного раздражения глаза. Этот коэффициент последовательно определялся: 1) для свечения, вызываемого в жидкости β -частицами, и 2) для случая, когда шаровая полость C освещалась вспомогательным пучком света известной интенсивности W_1 . Так как альbedo поверхности шаровой полости C близко к единице, а в остальном геометрические условия опыта остаются одинаковыми, и так как чувствительность глаза наблюдателя к свету длины волны 546 м μ и средняя чувствительность в промежутке длин волн 536—556 м μ могут быть приняты приблизительно одинаковыми, то из измерений 1) и 2) можно найти интересующее нас абсолютное значение выхода.

Именно:

$$W = W_1 \frac{a}{a_1}, \quad (4)$$

где величины с индексом 1 относятся к вспомогательному пучку света.

При выполнении наблюдений по методу гашения глаз наблюдателя располагался непосредственно за щелью S_2 ; от постороннего света наблюдатель был защищен экраном E . Ослабление света до порога производилось нейтрально-серым клином W , передвижения которого выполнялись ассистентом. При измерениях с вспомогательным пучком света для его ослабления дополнительно к клину W добавлялись постоянные серые фильтры. На возможно точное определение констант всех применявшихся фильтров было обращено особое внимание.

3. Основные измерения абсолютного выхода свечения сделаны для воды. В различные дни выполнено три серии опытов. Количество используемой эманации составляло: в первой серии 193 мСи, во второй 162 мСи и в третьей 135 мСи. Интенсивность вспомогательного пучка света в каждой из этих серий равнялась соответственно 1 300, 1 155 и 1 120 эрг/сек. Окончательные результаты этих опытов, рассчитанные на 1 мСи эманации, даны в табл. 1.

Таблица 1

	Абсолютн. выход на 1 мСи эманации (в эрг/сек.)
1-я серия наблюдений	$4.28 \cdot 10^{-4}$
2-я » »	$3.91 \cdot 10^{-4}$
3-я » »	$4.11 \cdot 10^{-4}$
Среднее	$4.1 \cdot 10^{-4}$
Теоретич.	$3.5 \cdot 10^{-4}$

Как видно из этой таблицы, экспериментально найденное значение выхода свечения воды, вызываемого β -частицами Ra(B+C), в области спектра 536—556 м μ составляет $4.1 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек. мСи.

В последней строке табл. 1 дано значение выхода, рассчитанное по формуле (3), которая после подстановки в нее числовых значений для воды ($n=1.334$, $V_{\min}=260$ kV, $k=1.710$ kV/cm) принимает для рассматриваемой области спектра следующий вид:

$$W = 6.5 \cdot 10^{-14} \left\{ 0.438 (V - 260) - 143.3 \ln \frac{V}{V + 1020} + 228 \right\}.$$

При подсчете весь энергетический спектр β -частиц был разделен на несколько участков, каждый из которых характеризовался числом частиц и средней энергией каждой частицы. Данные об энергетическом спектре и абсолютном числе β -частиц, испускаемых Ra(B+C), взяты из работы Gerney (7). Данные этого же автора были положены также в основу для разделения спектра β -частиц на отдельные участки.

Непосредственный результат подсчета показывает, что в интервале спектра 536—556 м μ энергия излучения, возникающего в воде при прохождении через нее β -частиц Ra(B+C), равняется $4.0 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек. на 1 мСи эманации. Однако при сравнении с экспериментальными данными эту цифру следует уменьшить, так как в условиях описанных выше опытов часть энергии β -частиц затрачивается на прохождение стенок ампулы, содержащей эманацию. Вызываемая этим обстоятельством потеря энергии для отдельной β -частицы равна 60—70 kV, что по отношению к средней энергии только тех β -частиц, которые удовлетворяют условию $\beta n > 1$, составляет величину порядка 12%. Так как прохождение стенок ампулы относится к началу пробега β -частиц, то можно приближенно принять, что и уменьшение выхода, обусловленное этим прохождением, также составляет величину того же порядка. Следовательно ожи-

даемая величина абсолютного выхода вместо $4.0 \cdot 10^{-4}$ должна быть $3.5 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек. Эта цифра и дана в нижней строке табл. 1.

Величина, полученная из опыта, как отмечено выше, составляет $4.1 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек., т. е. на 17% больше ожидаемой. Принимая во внимание особенности опытов (незначительная яркость, необходимость промежуточных измерений интенсивности вспомогательного пучка света и т. д.), указанное расхождение можно считать несущественным. Можно утверждать таким образом, что экспериментально найденное и теоретически вычисленное значения абсолютного выхода находятся в хорошем согласии.

4. Из формулы (3) видно, что при изменении k и n , т. е. при переходе к жидкостям с другими плотностью и показателем преломления, выход свечения должен меняться. В виду того, что распределение энергии свечения (в ограниченном участке спектра) от n и k не зависит и является функцией только длины волны (⁸), для определения выхода свечения в какой-либо другой жидкости нет необходимости производить заново абсолютные измерения, а достаточно при одном и том же источнике β -частиц измерить интегральным методом яркость свечения этой жидкости относительно яркости свечения той жидкости (в данном случае воды), для которой выход уже определен. Очевидно, что выход должен быть пропорционален наблюдаемым яркостям.

Подобные измерения произведены в отношении нескольких жидкостей (бензол, сероуглерод, четыреххлористый углерод и др.). Как и в ранее описанных опытах, при этих измерениях ампула с эманацией помещалась в жидкость в центре сосуда V (см. фигуру), а сам сосуд в сферической полости S свинцового блока. Вместо монохроматора перед отверстием D_1 помещался фотометр, изготовленный по Релею (⁹). Результаты опытов приводятся в табл. 2.

Таблица 2

1	Химич. формула молекулы	Плотность	Показ. преломления	$k = -\frac{dV}{dl}$ (в kV)	Выход	
					экспер.	вычисл. (по ф-ле 3)
2	3	4	5	6	7	
Вода	H ₂ O	1	1.334	1 710	1.0	1.0
Бензол	C ₆ H ₆	0.879	1.505	1 490	1.93	1.92
Циклогенсан	C ₆ H ₁₂	0.787	1.433	1 342	1.61	1.77
Сероуглерод	CS ₂	1.266	1.637	2 165	1.68	1.70
Изобутилов. алкоголь	C ₄ H ₁₀ O	0.805	1.3985	1 365	1.40	1.57
Четыреххлористый углерод	CCl ₄	1.61	1.468	2 730	1.03	1.0

В шестом столбце этой таблицы даны значения выхода, полученные из опыта, причем выход для воды принят за единицу. Цифры следующего столбца вычислены по формуле (3). Здесь также за единицу принят выход, рассчитанный для воды ($4.0 \cdot 10^{-4}$ эрг/сек. mCu). При вычислениях значения $k = -\frac{dV}{dl}$ (пятый столбец табл. 2) принимались во всех случаях пропорциональными плотности жидкости и определялись, как и для воды, из данных Madgwick'a для алюминия.

Из сравнения цифр шестого и седьмого столбцов табл. 2 видно, что для всех исследованных жидкостей экспериментально найденные значения выхода, так же как и для воды, достаточно хорошо согласуются со значениями, ожидаемыми по теории.

Интересно отметить, что энергия, затрачиваемая β -частицами Ra (B+C) на возбуждение рассматриваемого свечения, составляет величину порядка всего лишь 0.1% общей энергии этих частиц.

Физический институт им. П. Н. Лебедева.
Академия Наук СССР.
Москва.

Поступило
2 X 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ П. А. Черенков, Изв. Акад. Наук СССР, ОМЭН, серия физич., 4—5, 455 (1937). ² И. М. Франк и И. Е. Тамм, ДАН, XIV, № 3, 407 (1937). ³ Madgwick, Proc. Cambr. Soc., XXIII, 970 (1927). ⁴ Chr. Winther, ZS. f. Elektrochem., 43, № 8, 691 (1937). ⁵ W. Gerlach, Phys. ZS., XIV, 577 (1913). ⁶ Е. М. Брумберг и С. И. Вавилов, ДАН, III, № 6, 405 (1934). ⁷ R. W. Gerney, Proc. Roy. Soc. (A), 109, 751, 540 (1925). ⁸ П. А. Черенков, ДАН, XX, № 9 (1938). ⁹ R a y l e i g h, Proc. Roy. Soc. (A), 106, 417 (1924).