

В. ФАБРИКАНТ

ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИЙ ЗОНД В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 9 II 1939)

Характер диффузии излучения в объеме разряда влияет весьма сильно на интенсивность излучения, испускаемого разрядом ⁽¹⁾.

Вместе с тем о диффузии излучения мы можем делать только весьма косвенные выводы на основании измерений интенсивности испускаемого разрядом излучения.

При таких измерениях физик по существу находится примерно в таком же положении, как и астроном, изучающий спектры, испускаемые звездами и туманностями, и делающий на основании своих наблюдений выводы о законах распространения лучистой энергии в недрах этих светил.

Последнее в особенности справедливо для резонансных линий, обладающих сильным поглощением.

1. Цель этого сообщения заключается в описании нового метода, позволяющего непосредственно исследовать диффузию излучения в объеме газа.

Этот метод состоит в применении люминесцирующих зондов, вводимых в объем газа*. Люминесцирующий зонд превращает энергию падающего на него излучения в излучение с резко измененными длинами волн, которое уже не поглощается газом и свободно выходит наружу. По яркости зонда можно судить о характеристиках излучения, диффундирующего в газе. Измерения яркости зонда производятся либо спектральным прибором, либо стробоскопическим методом, чтобы отделить свечение самого разряда. При стробоскопическом наблюдении разрядная трубка питается переменным током, зонд покрывается инерционным люминофором, и измерения производятся в темновые моменты разряда (сквозь стробоскопический диск). Варируя тип люминофора и способы наблюдения, можно исследовать диффузии отдельных спектральных линий в разряде.

2. Независимо от каких-либо предположений о характере диффузии излучения в газе существует несколько простых соотношений, связывающих яркость люминесцирующего с характеристиками излучения. Яркость зонда пропорциональна энергетической освещенности, создаваемой на поверхности зонда возбуждающим люминесценцию излучением. Могут быть отступления, связанные например с насыщением люминесценции, однако этого можно избежать соответствующим подбором люминофора.

Средняя яркость сферического зонда пропорциональна объемной плотности излучения.

* Краткое описание этого метода было дано на сессии Физической группы АН СССР (27—28 января 1938 г.) ⁽²⁾.

Изменение яркости плоского зонда при повороте зонда на 180° пропорционально проекции вектора Пойнтинга на направление нормали к плоскости зонда. В частности поэтому разность яркостей при двух таких положениях зонда должна быть пропорциональна косинусу угла поворота нормали по отношению к некоторому направлению в пространстве.

Аналогичные соотношения наблюдаются при обычных световых измерениях (3). На основании их можно определить величину и направление вектора Пойнтинга в каждой точке объема газа.

3. При больших оптических плотностях, когда можно в известной степени пользоваться аналогией между диффузией фотонов и атомов (1), характеристики люминесцирующего зонда получают интересное и простое толкование. По аналогии с атомами число фотонов, падающих в единицу поверхности плоского зонда, определится следующими соотношениями (4):

$$N_{\downarrow} = \frac{N\bar{c}}{4} + \frac{\bar{c}\lambda}{6} \frac{dN}{dz}, \quad N_{\uparrow} = \frac{N\bar{c}}{4} - \frac{\bar{c}\lambda}{6} \frac{dN}{dz}, \quad (1)$$

где $N_{\downarrow}, N_{\uparrow}$ соответствуют двум сторонам плоского зонда, N — концентрация фотонов, \bar{c} — средняя скорость фотонов ($\frac{\lambda}{\tau}$), λ — длина свободного пробега фотонов ($\frac{1}{k}$) (1); z — направлено по нормали к плоскости зонда.

Так как B_{\downarrow} и B_{\uparrow} — яркости соответствующих сторон зонда — будут пропорциональны N_{\downarrow} и N_{\uparrow} , то нетрудно получить следующие соотношения:

$$B_{\downarrow} + B_{\uparrow} = \text{const} \cdot N\bar{c}, \quad (2)$$

$$B_{\downarrow} - B_{\uparrow} = \text{const} \cdot \frac{dN}{dz} \bar{c}\lambda, \quad (3)$$

$$B_{\downarrow} - B_{\uparrow} = \text{const} \cdot \frac{d}{dz} (B_{\downarrow} + B_{\uparrow}), \quad (4)$$

$$\lambda = \frac{3}{2} \frac{B_{\downarrow} - B_{\uparrow}}{B_{\downarrow} + B_{\uparrow}} : \frac{d \ln (B_{\downarrow} + B_{\uparrow})}{dz}. \quad (5)$$

Экспериментальная проверка выполнимости соотношения (4) позволит установить границы аналогии между диффузией атомов и фотонов.

Соотношение (5) позволяет непосредственно определять эффективную длину свободного пробега фотонов в газе. Напомним, что неэкспоненциальный характер поглощения весьма усложняет законы диффузии фотонов в газе (5). Ведь при выводе (1) весьма существенным является экспоненциальный закон рассеяния атомов в газе. Поэтому экспериментальная проверка соотношений (4) и (5) представляет принципиальный интерес.

Любопытно отметить, что, как показывает сопоставление табличных данных, весьма сложная формула, полученная Земанским (6) на основании расчета Кенти (5), практически приводит к простой пропорциональности между эквивалентной оптической плотностью $\bar{k}l$ и корнем квадратным из оптической плотности для центра линии k_0l (фиг. 1). Это обстоятельство было нами использовано в уже цитированной работе (1).

4. Приведем некоторые предварительные результаты применения люминесцирующих зондов к исследованию разряда. Подробные экспериментальные данные будут приведены в работе Ф. А. Бугаевой.

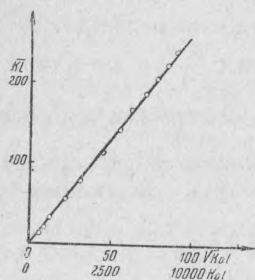
Измерения производились в ртутной лампе при давлении паров порядка 10^{-3} мм Hg, силе тока, равной 3 А, и диаметре трубки 28 мм.

Зонд (2×10 мм) при помощи магнита перемещался по диаметру разряда, причем плоскость зонда была перпендикулярна диаметру. Зонд был покрыт виллемитом, обладающим резким максимумом выхода люми-

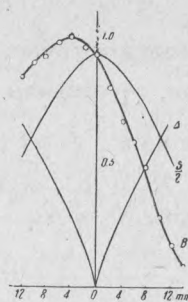
несценции в области 2500 Å. В исследованных условиях разряда такой зонд практически реагирует только на резонансную линию 2537 Å.

На фиг. 2 жирная кривая B изображает яркость зонда, как функцию положения зонда. Направление наблюдения—справа налево. Интересно отметить, что яркость зонда имеет максимум не на оси разряда. Нетрудно видеть, что симметричные по отношению к оси разряда положения зонда соответствуют яркостям B_{\downarrow} и B_{\uparrow} . Таким образом наблюдаемая асимметрия свидетельствует о большой роли градиента концентрации фотонов в формулах (1).

Пользуясь (5), можно оценить длину свободного пробега фотонов. Для данных условий длина свободного пробега оказывается порядка нескольких миллиметров, что хорошо согласуется со значением, определяемым из элементарных констант и формы линий (5). Кривые $\frac{S}{2}$ и Δ на фиг. 2 изображают соответственно полусумму B_{\downarrow} и B_{\uparrow} и их разность.



Фиг. 1.



Фиг. 2.

Если первая кривая только при известных условиях дает ход объемной плотности излучения по сечению разряда, то вторая кривая должна точно совпадать с ходом величины радиального потока излучения в разряде.

5. Весьма важным, так же как и для электрических зондов, является вопрос о возмущающем действии люминесцирующего зонда на разряд.

Теоретически этот вопрос сводится к решению диффузионных задач с краевыми условиями, заданными на поверхности зонда. Экспериментально вопрос решается путем сопоставления результатов измерений, произведенных зондами различной величины.

Отметим здесь только, что возмущающее действие зонда будет наибольшим на краю, когда разряд оказывается зажатым между стенкой и зондом. Это делает не вполне надежной крайнюю правую точку экспериментальной кривой.

С другой стороны, в области, близкой к оси разряда, градиент плотности мало отличается от нуля. Поэтому для определения λ следует пользоваться значениями B , относящимися примерно к половине радиуса.

Всесоюзный электротехнический институт.
Москва.
Московский энергетический институт
им. В. М. Молотова.

Поступило
9 II 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ В. Фабрикант, ЖЭТФ, 8, 549 (1938). ² В. Фабрикант, ИМЕН, физич. сер., № 3, 305 (1938). ³ А. Гершун, Световое поле, 81 (1936). ⁴ См. напр. L. Loeb, Kinetic Theory of Gases, 258 (1934). ⁵ E. Samson, Phys. Rev., 40, 940 (1932); C. Kenty, Phys. Rev., 42, 823 (1932). ⁶ M. Zemansky, Phys. Rev., 42, 843 (1932).