

В. ФАБРИКАНТ

**ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ В ГАЗОВОМ
РАЗРЯДЕ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 25 III 1938)

В двух предыдущих работах (1, 2) были рассмотрены два основных типа соударений между электронами и атомами в газовом разряде.

В настоящей работе делается попытка построения основ количественной теории возбуждения атомов в газовом разряде.

При этом мы в известной мере используем идеи, развитые в работах по оптическому возбуждению атомов (3).

1. В газовом разряде концентрация возбужденных атомов определяется рядом факторов: 1) возбуждение ударами первого рода между электронами и атомами; 2) диффузия атомов к стенкам разрядной трубки; 3) разрушение при ударах второго рода с электронами и атомами.

В случае стационарного разряда, представляющего бесконечный цилиндр, концентрация возбужденных атомов должна удовлетворять дифференциальному уравнению:

$$D_a \left(\frac{\partial^2 n_a}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n_a}{\partial r} \right) + \alpha_a n q_e = \beta_a n_a q_e + \gamma_a n_a, \quad (1)$$

где n , n_a —концентрации нормальных и возбужденных атомов, q_e —концентрация электронов на данном расстоянии от оси, отнесенная к концентрации на оси, D_a —коэффициент диффузии возбужденных атомов, α_a —вероятность ударов первого рода между электронами и атомами на оси, β_a —вероятность ударов второго рода между возбужденными атомами и электронами на оси, γ_a —вероятность ударов второго рода с атомами. Под вероятностями в данном случае по аналогии с оптическими вероятностями понимается число соударений, совершаемых в единицу времени атомом.

Мы будем искать решения уравнения (1) при следующих граничных условиях:

$$\left. \frac{\partial n_a}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad n_a|_{r=a} = 0, \quad (2)$$

где a —радиус трубки.

В. де-Гроот подробно рассмотрел область применимости граничных условий данного типа в аналогичных задачах (4). Как обычно, мы примем, что q_e представляет функцию Бесселя нулевого порядка (5).

2. Рассмотрим два предельных случая: 1) $\gamma_a \gg \beta_a$, 2) $\beta_a \gg \gamma_a$. Первый случай соответствует уничтожению метастабильных атомов различными

⁴ Доклады Акад. Наук СССР, 1938, т. XIX, № 5.

примесями; второй случай—разрядам с большими плотностями тока, происходящим в чистых парах и газах.

В первом случае

$$n_a(r) = n_a(0) J_0\left(\mu_1 \frac{r}{a}\right); \quad n_a(0) = \frac{\sigma_a n}{\frac{\mu_1^2 D_a}{a^2} + \gamma_a}, \quad (3)$$

т. е. возбужденные атомы распределены по сечению разряда по функции Бесселя нулевого порядка. Максимальная концентрация определяется, как обычно, произведением из числа возбуждающих соударений на продолжительность жизни.

Второй предельный случай значительно сложнее. Если в разряде максвелловское распределение электронов по скоростям, то существует определенная связь между α_a и β_a (6), и уравнению (1) может быть придан следующий универсальный вид:

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(x \frac{dy_a}{dx} \right) + B_a q_e = B_a q_e y_a, \quad (4)$$

где y_a —«приведенная» концентрация, равная отношению концентрации возбужденных атомов, существующей в данных условиях, к концентрации, устанавливающейся при распределении по Больцману, соответствующему той же электронной температуре; $x = \frac{r}{a}$; $B_a = \frac{\beta_a a^2}{D_a}$ пропорционально отношению вероятности ударов второго рода к вероятности диффузии (коэффициент пропорциональности μ_1^2). Введение «приведенной» концентрации имеет большие преимущества, так как эта величина весьма слабо зависит от электронной температуры.

На фигуре изображены решения уравнения (4) при различных значениях параметра B_a .

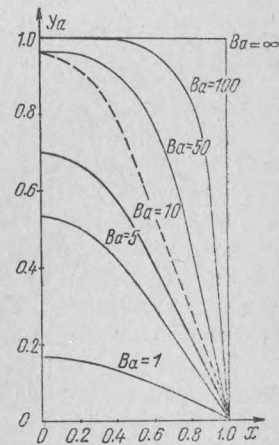
При малых $B_a (< 10)$ кривая распределения мало отличается от функции Бесселя нулевого порядка. С увеличением B_a растет роль ударов второго рода в разрушении возбужденных атомов, и кривая распределения благодаря насыщению становится все более выпуклой. При $B_a = 50$ уже наблюдается сильное отклонение от функции Бесселя (нанесенной пунктиром для сравнения). При $B_a = 100$ уже можно пользоваться асимптотическим решением уравнения (4), имеющим следующий вид:

$$y_a = 1 - \frac{I_0(\sqrt{B_a} x)}{I_0(\sqrt{B_a})}, \quad (5)$$

где I_0 —функция Бесселя от чисто мнимого аргумента (7). Из (5) следует, что при $B_a \rightarrow \infty$, $y_a \rightarrow 1$ по всему сечению разряда, и кривая распределения в пределе переходит в горизонтальную прямую. Таким образом при $B_a \rightarrow \infty$ наступает температурное равновесие, и концентрация возбужденных атомов определяется формулой Больцмана (8). «Приведенная» концентрация в этом смысле аналогична испускательной способности в оптике.

В ряде вопросов достаточно знать среднюю концентрацию возбужденных атомов в разряде. В первом из рассмотренных случаев эта величина определяется совершенно очевидным образом, во втором случае можно показать (учитывая роль отдельных слоев разряда), что при $B_a < 50$:

$$\bar{y}_a \approx 0.44 \frac{B_a}{\mu_1^2 + 0.66 B_a}. \quad (6)$$



Таким образом \bar{y}_a является функцией только параметра B_a .

3. Рассмотрим, как влияют условия разряда на B_a .

Для этого нам необходимо написать β_a в явной форме, что можно сделать, пользуясь результатами ранее опубликованной работы (2):

$$\beta_a = 7 \cdot 10^7 Q_{21}(0) n_e(0) \sqrt{T_e} f(T_e), \quad (7)$$

где $Q_{21}(0)$ —эффективное сечение возбужденных атомов для ударов второго рода с электронами; $n_e(0)$ —концентрация электронов на оси разряда; T_e —электронная температура ($11\ 600^\circ \text{K} = 1 \text{ V}$), $f(T_e)$ —фактор, учитывающий зависимость вероятности ударов второго рода от скорости электронов.

Таким образом можно приближенно считать, что β_a пропорционально плотности тока, а B_a пропорционально силе тока (плотность тока $\times a^2$). Так как D_a обратно пропорционально давлению газа, то окончательно B_a пропорционально произведению из силы тока на давление (это соотношение справедливо только приближенно, так как давление влияет на T_e). Из (6) следует, что при равных давлениях и малых B_a «приведенные» концентрации возбужденных атомов в различных разрядных трубках относятся, как силы тока.

С ростом давления «приведенные» концентрации обычно растут.

4. Приведем несколько примеров конкретного применения изложенной выше теории.

Наиболее строгой проверкой теории является вычисление абсолютных концентраций возбужденных атомов. В одной из предыдущих работ нашей лаборатории были определены абсолютные концентрации возбужденных атомов в ртутном разряде низкого давления (9).

Так как измерения производились в узкой трубке ($a = 1.6 \text{ см}$), то теорию имеет смысл сравнивать с экспериментом только для самого высокого из исследованных давлений ($7.5 \cdot 10^{-3} \text{ мм Hg}$). Для концентрации на уровне 6^3P_0 расчет дает $5 \cdot 10^{11} \frac{\text{ат}}{\text{см}^3}$, экспериментальное значение $4.9 \cdot 10^{11} \frac{\text{ат}}{\text{см}^3}$, для уровня 6^3P_2 расчет дает $1.5 \cdot 10^{12} \frac{\text{ат}}{\text{см}^3}$, экспериментальное значение $1.4 \cdot 10^{12} \frac{\text{ат}}{\text{см}^3}$. Значения элементарных констант брались из тех же источников, что и в предыдущих работах.

5. Пользуясь развитыми выше соображениями, можно показать, что в разрядах, используемых в мощных ртутных выпрямителях, концентрации метастабильных атомов должны быть близки к бальцовским. Например при $i = 800 \text{ A}$, $a = 15 \text{ см}$ и $P = 7.5 \cdot 10^{-3} \text{ мм Hg}$ параметр $B_a \approx 200$. В таких условиях возбужденные атомы должны составлять около 10% от всех атомов в разряде. Тем самым объясняется большое значение кумулятивных процессов в таких разрядах.

6. Наконец остановимся еще на одном вопросе. В известной работе Мейсснера и Граффундера (10), посвященной определению продолжительности жизни метастабильных атомов неона, было принято, что в начальный момент времени (т. е. в стационарном разряде) возбужденные атомы распределены равномерно по сечению разряда. Эти начальные условия усложняют решение задачи и заставляют авторов делать ряд довольно громоздких выкладок, чтобы показать, что практически при таких условиях, начиная с некоторого времени, получается экспоненциальный спад концентрации. Приведенные выше соотношения показывают, что в условиях опытов Мейсснера и Граффундера в начальный момент атомы распределены по сечению разряда не равномерно, а по функции Бесселя. Тогда, как известно, концентрации должны спадать по экспоненте, и все осложнения, связанные

с неверными начальными условиями, принятыми в указанной работе, отпадают сами собой.

7. Изложенные выше соображения показывают, что теория Шоттки положительного столба⁽⁴⁾ должна быть дополнена учетом процессов кумулятивной ионизации. Учет этих процессов приведет к дифференциальному уравнению для концентрации электронов, аналогичному (1), но отличающемуся знаком дополнительного члена. Естественно, что кумулятивная ионизация будет сильнее на оси разряда, чем у стенок, что должно соответствующим образом сказаться на распределении электронов по сечению разряда.

Всесоюзный электротехнический институт.
Москва.

Поступило
25 III 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Фабрикант, ДАН, XV, 451 (1937). ² В. Фабрикант, ДАН, XVII, 249 (1937). ³ А. Митчелл, М. Земанский, Резонансное излучение, гл. IV (1937). ⁴ W. de Groot, Physica, 8, 23 (1928). ⁵ W. Schottky, Phys. ZS., 25, 342, 635 (1924). ⁶ E. Milne, Monthly Not., 88, 496 (1928). ⁷ G. Watson, Bessel Functions, 698 (1922). ⁸ R. Ladenburg, Rev. Mod. Phys., 5, 243 (1933). ⁹ В. Фабрикант, Ф. Бутаева, И. Цирг, ДАН, XIV, 423 (1937); ЖЭТФ, 7, 733 (1937). ¹⁰ K. Meissner, W. Graffunder, Ann. Phys., 84, 1009 (1927).