Доклады Академии Наук СССР
1939. Том XXIII, № 3

ФИЗИКА

А. А. ЗАЙЦЕВ

ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И О ВЫЧИСЛЕНИИ ТАУНСЕНДОВСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИОНИЗАЦИИ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 10 III 1939)

Дрейвестейн ([1]) нашел стационарное распределение скоростей электронов, диффундирующих через газ, с учетом упругих и неупругих соударений электронов с атомами газа. Применение найденного Дрейвестейном стационарного распределения скоростей к вычислению таунсендовского коэффициента ионизации α в неоне приводит к результатам, согласующимся с экспериментом. Несколько позже Моралевым ([2]) и Глотовым ([3]) была сделана попытка подсчитать коэффициент α при допущении существования максвелловского распределения скоростей электронов в несамостоятельном разряде. При этом движение электронов при таунсендовском разряде, когда плотность тока очень мала, отождествляется с их движением в положительном столбе самостоятельного разряда, где плотность разрядного тока столь значительна, что в распределении скоростей существенную роль играет взаимодействие электронов между собою и с ионами. Но такое отождествление заранее нельзя считать вполне законным. Ниже рассматривается вопрос о применимости максвелловского распределения скоростей электронов для вычисления таунсендовского коэффициента ионизации.

При допущении максвелловского распределения скоростей вычисление таунсендовского коэффициента в сущности совпадает с вычислением ионизационного коэффициента в положительном столбе, произведенным для разных случаев различными авторами ([4,5]). До сих пор при вычислении ионизационного коэффициента обычно пользовались измеренными значениями для температуры электронов. Для нашей цели необходимо теоретически вычислить температуру электронов, движущихся в однородном электрическом поле, исходя из атомных констант. Эта задача представляет и самостоятельный интерес, поскольку случай движения электронов в однородном электрическом поле, когда скорости их распределены по закону Максвелла, имеет место в действительности в положительном столбе газового разряда. Исходным уравнением при вычислении T_e служит уравнение баланса энергии электрона при стационарном движении в поле E, а именно:

$$evE = A_u + A_b + A_y + A_c. \qquad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, v — средняя направленная скорость электрона, A_u, A_b и A_y — соответственно энергии, теряемые электроном в единицу времени на ионизацию, возбуждение и на упругие соударения. Последний член правой части A_c представляет энергию, идущую на ускорение электронов ($A_c = N_u peV_0$, где $N_u p$ — число ионизаций, совершаемых одним электроном в одну секунду при давлении газа p, V_0 — температура электронов в вольтах). Средняя направленная скорость выражается через подвижность электронов a по формуле [6]

$$v = aE = 0.75 \frac{e\lambda}{m\omega} E,$$

где m — масса электрона, λ — средний свободный пробег электронов, ω — их средняя температурная скорость. Уравнение (1) после некоторых преобразований дает

$$\sqrt{V_0} \left(\frac{A_u + A_b + A_y + A_c}{p} \right) = 0.75 \sqrt{\frac{3\pi e^3}{15m}} \frac{\lambda_0}{p^2} E^2. \tag{2}$$

Здесь λ_0 — средний свободный пробег электронов при давлении газа в 1 мм Hg. Опыты показывают, что вероятности возбуждения и ионизации атома данного газа зависят от энергии электрона в момент соударения с атомом [7, 8]. Вероятность для электрона иметь ту или иную энергию является функцией температуры $T_э$. Таким образом левая часть уравнения (2) является для данного газа функцией температуры электронов, а правая часть — функцией $\frac{E}{p}$. Мы будем в дальнейшем рассматривать газ неон. Предположим, что у неона имеется один потенциал ионизации и один потенциал возбуждения [1]. Функции

$$B_u = d \frac{c^2 - c_u^2}{c_u^2} \quad \text{и} \quad B_b = b \frac{c^2 - c_k^2}{c_k^2}$$

хорошо выражают экспериментально найденную зависимость вероятности ионизации и возбуждения от энергии электрона [1]. Очевидно

$$A_u = N_u peV_u, \quad A_b = N_b peV_b, \quad A_c = N_u peV_0, \tag{3}$$

где

$$N_u = \int\limits_{c_u}^{\infty} \frac{c}{\lambda_0} B_u \varphi(c)\, dc \quad \text{и} \quad N_b = \int\limits_{c_b}^{\infty} \frac{c}{\lambda_0} B_b \varphi(c)\, dc.$$

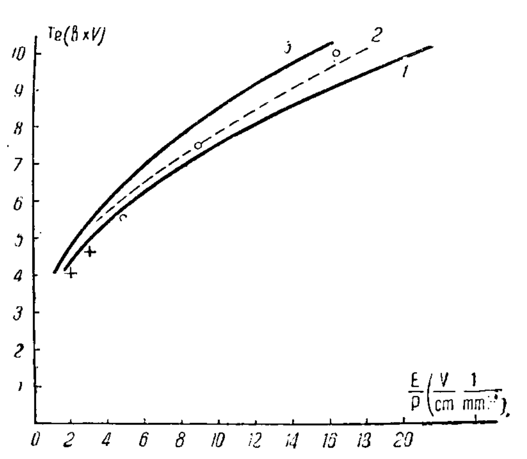
Здесь $\varphi(c)$ — максвелловская функция распределения скоростей электронов. Потери энергии при упругих соударениях электрона с атомами газа даются выражением [2]

$$A_y = 2.66 \frac{m}{M} \left(1 - \frac{V_a}{V_0}\right) \bar{\varepsilon} \frac{\omega}{\lambda}. \tag{4}$$

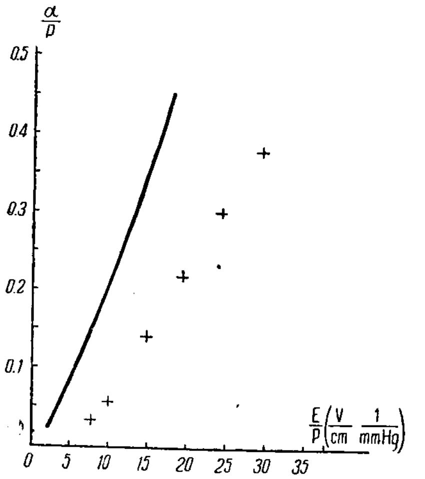
Здесь M — масса атома газа, V_a — температура газа, $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона. Выражения (3) и (4) вместе с (2) дают:

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e^3}{3m}} \Big\{ V_u V_0 d \left(1 + \frac{4}{3} \frac{V_0}{V_u}\right) e^{-\frac{3}{2}\frac{V_u}{V_0}} +$$
$$+ \sqrt{\frac{9}{4}} b \frac{V_b}{V_k} \left[V_b (V_b - V_k) + \frac{2}{3} V_0 \left(\frac{3}{4} V_0 + 2V_b - V_k \right) \right] e^{-\frac{3}{2}\frac{V_b}{V_0}} +$$
$$+ 2.66 \frac{m}{M} \left(1 - \frac{V_a}{V_0}\right) \sqrt{V_0^4} \Big\} = 0.75 \sqrt{\frac{3}{16} \frac{\pi e^3}{m}} \lambda_0^2 \frac{E^2}{p^2}. \tag{5}$$

Уравнение (5) может быть решено графически. Таким образом будут найдены значения температуры электронов, соответствующие любому наперед заданному $\frac{E}{p}$. Значения же $\frac{E}{p}$, соответствующие отдельным значениям T_e, могут быть найдены простым вычислением. На фиг. 1 кривая *1* изображает найденную таким образом зависимость T_e от $\frac{E}{p}$. Крестики соответствуют данным Дрейвестейна (9) по измерению температуры электронов в столбе в неоне, кружки — данным Зелигера и Хирхерта (10). Можно считать, что вычисленные значения температуры электронов находятся в удовлетворительном согласии с измеренными. Зависимость свободного пробега электронов от их скорости (эффект Рамзауэра), заметная в неоне при малых скоростях, учитывалась приближенно тем, что в формулу Ланжевена для подвижности вместо λ_0 под-



Фиг. 1.



Фиг. 2.

ставлялись его значения, соответствующие отдельным выбранным значениям температуры электронов (11).

Вычисление температуры электронов T_e в зависимости от $\frac{E}{p}$ в положительном столбе в Ne, Ar, He производилось также Мирделем (12). В уравнении для баланса энергии электрона Мирдель не учитывает потерю энергии на ускорение электронов, возникающих в результате ионизации. Кроме того Мирдель вводит один общий уровень возбуждения и ионизации и пользуется одной общей вероятностью неупругих соударений электрона с атомами газа, включающей и возбуждение, и ионизацию. Такое рассмотрение вопроса является менее точным, чем при введении отдельно вероятности возбуждения и вероятности ионизации. Способ вычисления потерь энергии, примененный Мирделем, приводит к несколько большим значениям для T_e, чем это получается из наших вычислений. На фиг. 1 кривая *3* изображает зависимость T_e от $\frac{E}{p}$, если из уравнения баланса (1) выбросить член A_c и если ввести изменения в наши результаты, вытекающие из выбранной Мирделем одной общей функции для вероятности неупругих соударений. В уравнении для подвижности электрона Мирдель вместо коэффициента 0.75 вводит 1, что также увеличивает значения T_e при данном $\frac{E}{p}$. Кривая *2* на фиг. 1 изображает зависимость T_e от $\frac{E}{p}$ при замене коэффициента 0.75 в формуле Ланжевена для подвижности через 1.

Уравнение (4) дает число ионизаций N_u, совершаемых электроном в единицу времени при давлении газа в 1 мм Hg. Если известно N_u, легко можно получить и число ионизаций, совершаемых электроном на пути в 1 см вдоль направления поля, или то, что называют коэффициентом α Таунсенда. Действительно, очевидно

$$\alpha = \frac{N_u p}{v} \quad \text{или} \quad \frac{\alpha}{p} = \frac{N_u}{v}.$$

На фиг. 2 показана $\frac{\alpha}{p}$ в зависимости от $\frac{E}{p}$. Сплошная кривая (вычисленная) показывает, что применение максвелловского распределения скоростей приводит к гораздо большим значениям для α, чем это следует из опыта (крестики).

Поступило
10 III 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] M. Druyvesteyn, Physica, **3**, 65 (1936). [2] S. Moralew, Phys. ZS. d. Sowjet., **12**, 89 (1937). [3] J. Glotov, Phys. ZS. d. Sowjet., **13**, 84 (1938). [4] Killian, Phys. Rev., **35**, 1239 (1930). [5] H. Dorgelo, H. Alting u. C. Boers, Physica, **2**, 959 (1935). [6] P. Langevin, Ann. Chim. Phys., **5**, 271 (1905). [7] P. Smith, Phys. Rev., **36**, 1993 (1930). [8] H. Meier-Leibnitz, ZS. f. Phys., **95**, 499 (1935). [9] M. Druyvesteyn, ZS. f. Phys., **81**, 571 (1933). [10] R. Seeliger u. R. Hirchert, Ann. d. Physik, **11**, 817 (1931). [11] A. Engel u. M. Steenbeck, Elektr. Gasentlad., **1** (1932). [12] G. Mirdel, Wiss. Veröffent. aus d. Siem. Werk., **17**, 71 (1938).