

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА РАЗРЯДА В ГЕЛИИ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ. I

Ю. М. Каган и К. Паскалев

В работе получены значения концентрации и температуры электронов на оси разряда в гелии при средних давлениях. При этом использовалось сочетание зондового метода с оптическим методом исследования интенсивности сплошного спектра торможения электронов на атомах в видимой области.

За последние годы проведено систематическое исследование положительного столба разряда в неоне и аргоне [1-3]. Некоторые измерения были проделаны в положительном столбе разряда в гелии [4]. В настоящей работе проведены систематические измерения параметров разряда при средних давлениях в гелии.

1. Измерения концентрации электронов n_e и температуры электронов T_e в положительном столбе слаботочных разрядов при давлениях десятки и более тор представляют большие трудности. Диффузионная теория зондовых характеристик, которая применялась для нахождения этих параметров в неоне [1], аргоне [3] и в гелии авторами настоящей работы, дает для них неправильные значения. Однако любой вариант зондовой теории в этом интервале давлений требует знания таких параметров, как давление газа p и локальное значение температуры газа T в горячей трубке. Спектроскопическое определение T связано с погрешностями, ибо контур спектральной линии является уже Фойхтовским. Измерение давления p в горячей трубке, хотя и возможное, не всегда удобно. Поэтому встает задача разработки такой методики измерений, которая не использовала бы параметры p и T . В качестве такой методики удобно использовать излучение сплошного спектра, интенсивность которого достаточна для измерений в этом интервале давлений. При наших значениях степени ионизации этот спектр обязан торможению электронов на нейтральных атомах [5].

2. Измерения проводились в цилиндрической разрядной трубке $\varnothing$ 5.5 см с расстоянием между электродами 40 см. Никелевые электроды имели форму конуса. В центральную часть трубки впаивались два подвижных цилиндрических молибденовых зонда $\varnothing$ 0.03 мм и длиной 4 мм, ориентированные вдоль оси. Зонды могли передвигаться по радиусу и удаляться из пространства разряда. Тренировка трубки и заполнение ее гелием производились с помощью обычной вакуумной установки. Использовался спектрально чистый гелий. Трубка до включения разряда наполнялась гелием в интервале давлений от 3.6 до 30 тор. Давление гелия измерялось масляным и ртутным U -образными манометрами. Давление измерялось как в холодной, так и в горячей трубке. Питание трубки производилось от высоковольтного, стабилизированного выпрямителя с последующим RC-фильтром, дающего стабилизированное напряжение до 3 кВ и ток до 700 мА. Измерения производились в интервале токов 70—550 мА.

Катодная область трубки во время работы охлаждалась воздушной струей. Разрядная трубка была расположена вертикально. Двумя зондами

с помощью обычной схемы компенсации измерялась напряженность поля на оси разряда и ее радиальное распределение.

Следует отметить, что определение напряженности поля с помощью двух зондов не связано с теорией зонда в плазме.

В пределах погрешностей измерений напряженность поля не менялась по радиусу. С помощью миниатюрной хромель-копелевой термопары измерялось распределение температуры внешней поверхности стенки трубки по ее длине. При указанном выше режиме охлаждения катодных частей трубки температура внешней поверхности была постоянна вдоль всей длины столба. Оптические измерения проводились поперек оси трубки. С помощью ахроматического объектива ее уменьшенное изображение проецировалось на входную щель монохроматора с дифракционной решеткой. Между ахроматическим объективом и входной щелью моно-

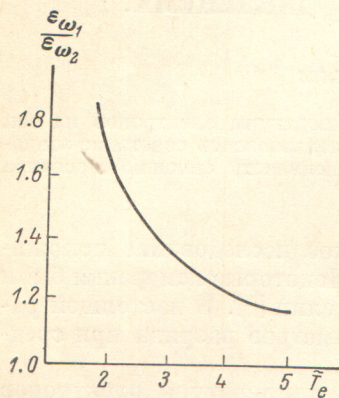


Рис. 1. Зависимость отношения спектральных мощностей для двух длин волн от температуры электронов.

хроматора вставлялась плоскопараллельная пластинка из кварца толщиной 3 см. Ее поворот позволял измерить радиальное распределение интенсивности излучения. Излучение из выходной щели монохроматора попадало на фотокатод ФЭУ-79. Сигнал от фотоумножителя усиливался усилителем постоянного тока СП-1М и подавался на самописец КСП-4. Питание ФЭУ-79 осуществлялось от стабилизированного выпрямителя ВС-22. Были приняты меры для устранения рассеянного света внутри монохроматора. Для измерения абсолютных интенсивностей и отношения интенсивностей в разных спектральных интервалах использовалась ленточная лампа СИ-10-300У.

3. Для оптической диагностики необходимо определить спектральную мощность излучения от единицы объема положительного столба на оси разряда. С помощью

плоскопараллельной пластинки измерялось распределение интенсивности $I(x)$. Искомое радиальное распределение спектральной мощности излучения единицы объема $\epsilon(r)$ находится с помощью преобразования Абеля.

Использовался численный метод расчета, предложенный в работе [6]. С помощью данного метода определялась спектральная мощность излучения единицы объема на оси разряда на длине волны 780 нм и отношение спектральных мощностей, излучаемых на длинах волн 780 и 407 нм.

Для случая максвелловского распределения с температурой T_e для спектральной мощности тормозного излучения единицы объема на частоте ω имеем [7]

$$\epsilon_\omega = 4 \cdot 10^{-28} n_e \frac{p}{T} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT_e}} T_e \int_0^\infty \left[x^{3/2} + \left(x + \frac{\hbar\omega}{kT_e} \right)^{3/2} \right] e^{-x} dx, \quad (1)$$

где p — давление в торах.

Как известно [8], в положительном столбе в гелии максвелловское распределение медленных электронов имеет место при любой степени ионизации.

Зависимость отношения спектральных мощностей, излучаемых на наших двух частотах, является функцией только от электронной температуры и изображена на рис. 1. Определив T_e , можно, зная давление p и температуру T , определить из формулы (1) концентрацию электронов n_e . Однако для того, чтобы непосредственно не определять величины p и T , можно воспользоваться выражением для баланса энергий электронов.

Для нашего интервала давлений можно считать, что основная потеря энергии электронов происходит при упругих соударениях с атомами и что

электронной теплопроводностью можно пренебречь. Тогда можно написать [4]

$$\tilde{T}_e = 0.125 \left(\frac{E\tilde{T}}{p} \right)^2, \quad (2)$$

где $\tilde{T}_e = T_e \cdot 10^{-4} \text{K}$; $\tilde{T} = T \cdot 10^{-2} \text{K}$.

Из выражения (2) можно найти величину p/T и записать (1) в виде

$$\varepsilon_\omega = 1.4 \cdot 10^{-26} n_e E \sqrt{\tilde{T}_e} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT_e}} \int_0^\infty \left[x^{3/2} + \left(x + \frac{\hbar\omega}{kT_e} \right)^{3/2} \right] e^{-x} dx. \quad (3)$$

В формулу (3) входят величины, которые непосредственно определяются экспериментально. Таким образом, для подсчета величин T_e и n_e не требуется знания распределения плотности нейтрального газа.

На рис. 2 даны значения $\tilde{T}_e$ на оси, определенные из отношения спек

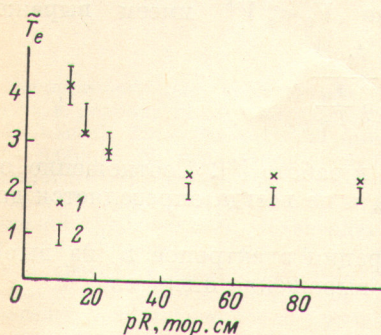


Рис. 2. Зависимость электронной температуры от величины pR для значения $i/R=50$ ма/см.

1 — вычисления по полю, 2 — измерения по сплошному спектру.

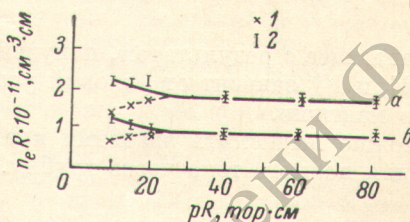


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов от величины pR .

1 — расчет по току, 2 — измерения по сплошному спектру.
а — $i/R=50$ ма/см, б — $i/R=25$ ма/см.

тральных мощностей, излучаемых на двух частотах сплошного спектра.

Для расчета концентрации электронов на оси измерялась спектральная мощность, излучаемая единицей объема в единицу времени на длину волны 780 нм. Функция

$$F(T_e) = \sqrt{\tilde{T}_e} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT_e}} \int_0^\infty \left[x^{3/2} + \left(x + \frac{\hbar\omega}{kT_e} \right)^{3/2} \right] e^{-x} dx$$

табулировалась.

Из формулы (3) можно определить концентрацию n_e . Она приведена на рис. 3.

4. Для сравнения мы привели на рис. 2 значения $\tilde{T}_e$, вычисленные по формуле (2). Для вычисления $T(r)$ мы приняли аппроксимацию вида [4]

$$T(r) = (T_0 - T_R) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] + T_R, \quad (4)$$

где T_0 — температура на оси, T_R — температура стенки, R — радиус трубки.

При данной аппроксимации для T_0 получается выражение

$$T_0 = T_R + \frac{iE}{4\pi\kappa(T_R)}, \quad (5)$$

где i — разрядный ток, E — напряженность поля, $\kappa(T_R)$ — теплопроводность газа.

Давление газа p в разряде, как указывалось выше, измерялось. Оно может быть и вычислено. В реальной трубке, кроме областей, которые

занимает разряд и которые нагреваются, существуют еще холодные объемы. Это области за электродами трубки, в которые впаяны зонды и трубки, соединяющие разрядную трубку с вакуумной установкой. Пусть объем этих холодных областей, находящихся при комнатной температуре T_k , будет V_0 , а объем, занимаемый разрядом, — V^* . При горении разряда возникает еще перераспределение частиц по радиусу.

Используя аппроксимацию (4) для $T(r)$ и условие сохранения общего числа частиц, получаем связь между давлением p и давлением p_0 в трубке до включения разряда

$$p = p_0 \frac{V_0 + V^*}{V_0 + V^* \frac{T_k}{T_0 - T_R} \ln \frac{T_0}{T_R}}. \quad (6)$$

В предельном случае $V_0 \gg V^*$ получаем очевидный результат $p = p_0$. В противоположном предельном случае $V_0 \ll V^*$ имеем выражение

$$p = p_0 \frac{T_0 - T_R}{T_k} \frac{1}{\ln \frac{T_0}{T_R}},$$

совпадающее с результатом, полученным в работе [4]. Соотношение объемов V_0 и V^* зависит от условий разряда и не всегда определяется достаточно надежно.

Можно вычислить значения концентрации электронов n_e из выражения для полного тока через трубку. Это выражение имеет вид

$$i = 2\pi R^2 e b_e E n_0 \int_0^1 f(\rho) g(\rho) \rho d\rho,$$

где n_0 — концентрация электронов на оси, b_e — подвижность электронов на оси; $s = r/R$; $f(\rho)$ и $g(\rho)$ — функции, дающие радиальный ход концентрации электронов и температуры газа. Для концентрации электронов бралась параболическая аппроксимация

$$f(\rho) = 1 - \rho^2.$$

Для хода температуры $g(\rho) = T(r)/T_0$ использовалась аппроксимация [4]. Тогда получаем окончательно

$$i = \frac{\pi}{3} R^2 e b_e E n_e \left(1 + \frac{1}{2} \frac{T_R}{T_0}\right).$$

Вычисленные значения концентрации приведены на рис. 3.

Рассмотрение рис. 2, 3 показывает, что сочетание оптической диагностики положительного столба, использующей сплошной спектр торможения с зондовой методикой определения поля E позволяет достаточно надежно определять также параметры T_e и n_e в широком интервале давлений и токов.

Литература

- [1] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, П. Михель. *Beiträge aus der Plasmaphys.*, 8, 423, 443, 1968; 10, 265, 1970; 11, 121, 1971.
- [2] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. *Beiträge aus der Plasmaphys.*, 10, 427, 1970.
- [3] Л. Л. Комарова. Автореф. канд. дисс., ЛГУ, Л., 1972.
- [4] Ю. М. Каган, Н. Н. Христов. *Опт. и спектр.*, 26, 886, 1969; 27, 573, 710, 1969.
- [5] A. Rutscher, S. Pfau. *Beiträge aus der Plasmaphys.*, 8, 315, 1968.
- [6] D. H. Nestor, H. N. Olsen. *SJAM Rev.*, 2, 200, 1960.
- [7] В. А. Касьянов, А. Н. Старостин. *ЖЭТФ*, 48, 295, 1965.
- [8] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. *ЖТФ*, 38, 1936, 1968.

Поступило в Редакцию 2 февраля 1973 г.