

О ТЕМПЕРАТУРЕ СВОБОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА
В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Б. М. Дымшиц и Я. П. Корецкий

Анализируются результаты спектроскопических измерений, которые привели автора работы [1] к выводу о высокой ($\sim 10^6$ К) температуре свободного стационарного плазменного шнура в высокочастотном поле при атмосферном давлении. Показано, что экспериментальные данные могут быть интерпретированы иначе, чем это сделано в работе [1]. Результаты измерений абсолютной интенсивности сплошного спектра в ультрафиолетовой области можно объяснить излучением рекомбинационного континуума и крыльев линий серии Лаймана при температуре плазмы порядка 10^4 К. Отсутствие линий многозарядных ионов в спектре и интенсивное излучение атомарных линий H_2 и D_2 из центральной зоны шнура свидетельствуют в пользу того, что температура плазмы в работе [1] была порядка 10^4 К.

В работе [1] приведены результаты исследования плазмы стационарного шнурового высокочастотного разряда при давлении порядка атмосферного. На основании экспериментальных данных автор приходит к заключению, что разряд состоит из внутреннего, заполненного горячей плазмой с $T_e \sim 10^6$ К шнура и окружающего его облачка частично ионизованной плазмы с $T \approx (6 \div 7) \cdot 10^3$ К.

Однако экспериментальные результаты, приведенные в работе [1], как нам кажется, могут быть объяснены и при предположении, что температура в шнуре порядка 10^4 К.

Постараемся обосновать нашу точку зрения.

Параметры плазмы шнура в работе [1] определялись по плазменной частоте и по абсолютной интенсивности сплошного спектра в ультрафиолетовой области. Непосредственно определяемой величиной в первом методе является концентрация электронов. Измеренное значение концентрации электронов позволяет сделать два предположения относительно величины электронной температуры. Либо T_e порядка 10^4 К, если мы имеем дело с частично ионизованной плазмой (для расчета используется формула Саха), либо $T_e \sim 10^6$ К, если предположить, что плазма полностью ионизована (соотношение (3.3) в [1]).

Прямого доказательства, что $T_e \sim 10^6$ К этот метод не дает.

По мнению автора, наличие высокой электронной температуры ($T_e \sim 10^6$ К) доказывают результаты измерения абсолютной интенсивности сплошного спектра в ультрафиолетовой области.

Полагая, что измеренное излучение является тормозным, автор рассчитывает T_e и получает приблизительно 10^6 К. Однако в использованной методике расчета T_e а priori предполагается наличие высокой температуры, так как только в случае высокотемпературной плазмы для данной области длин волн тормозное излучение становится преобладающим.

Оценим, можно ли получить измеренную экспериментально интенсивность излучения в области длин волн $\lambda = 1050 \div 1250$ Å, если предположить, что плазма низкотемпературная ($T \sim 10^4$ К).

1. Рассчитаем вклад рекомбинационного и тормозного излучения для оптически тонкого слоя плазмы

$$I_{\nu} = 4\pi x_{\nu s} I_{\nu p}, \quad (1)$$

где I_{ν} — энергия, излучаемая единицей объема в единицу времени в единичном интервале частот; $x_{\nu s}$ — коэффициент поглощения на единице длины оптического пути;

$$I_{\nu p} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 \right)^{-1} - \text{функция Планка,}$$

$$x_{\nu s} = x_{\nu m}^0 = x_{\nu m} m_H N, \quad (2)$$

$x_{\nu m}$ — коэффициент поглощения для свободно-связанных переходов на единицу массы; ρ — плотность, г/см³; m_H — масса протона; N — число атомов водорода (см⁻³).

Согласно Унзольду (стр. 131, формула (34, 12) [2]),

$$x_{\nu m} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{me^{10}}{ch^3 m_H k^3} \frac{\exp(-u_1)}{T^3} \frac{1}{u^3} \left\{ \sum_{u_1 < u} \frac{\exp(u_n)}{n^3} + \frac{\exp(u_5)}{2u_1} \right\},$$

где

$$u = \frac{h\nu}{kT}; \quad u_n = \frac{Rch}{n^2 kT}; \quad (3)$$

R — постоянная Ридберга, n — главное квантовое число.

Для расчета пользуемся таблицами, приведенными в [2], стр. 134. Для расчета интенсивности тормозного излучения пользуемся выражением (5.21) ([3], стр. 213). Результаты расчетов приведены в таблице.

$N_{e,3}$ см ⁻³	T , °К	Рекомбинационный спектр			Тормозной спектр			
		$\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_{\nu} d\nu$, эрг/см ³ сек.	N , кв./см сек.	N , кв./сек. из $V = \pi a^2 l$	$\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_{\nu} d\nu$, эрг/см ³ сек.	N , кв./см ³ сек.	N , кв./сек. из $V = \pi a^2 l$	N , кв./сек. из $V = \pi b^2 l$
3.5 · 10 ¹⁵	8400	1 · 10 ³	5.9 · 10 ¹³	1.12 · 10 ¹⁴	16.8	1 · 10 ¹²	1.9 · 10 ¹²	3.06 · 10 ¹¹
7 · 10 ¹⁵	9000	5.7 · 10 ³	3.35 · 10 ¹⁴	6.35 · 10 ¹⁴				
18 · 10 ¹⁵	10080	9.9 · 10 ⁴	5.8 · 10 ¹⁵	1.1 · 10 ¹⁶				

В таблице значения N_e и T связаны уравнением Саха (численные данные приведены в справочнике [4]). Расчет проводился в диапазоне длин волн 1050—1250 Å, что соответствовало $n \geq 2$. Число квантов рассчитывалось по формуле

$$N_{\text{кв}} = \frac{V \int_{\nu_1}^{\nu_2} I_{\nu} d\nu}{h\nu}, \quad (4)$$

где $V = \pi a^2 l$ или $V = \pi b^2 l$ — объем плазмы в соответствии с моделью, принятой в работе [1].

При расчете использовались данные, взятые из [1] (стр. 182): $p = 1$ атм.; $2a = 0.9$ см; $2b = 0.36$ см; $l = 3$ см; $N_e = 7.0 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $h\nu = 1.7 \cdot 10^{-11}$ эрг.

Результаты расчетов показывают следующее:

а) при температуре порядка 10^4 К в диапазоне длин волн 1050—1250 Å интенсивность рекомбинационного спектра много больше интенсивности тормозного;

б) по порядку величины интенсивности рекомбинационного излучения при $T = 10^4$ °К достаточно, чтобы объяснить результаты экспериментальных измерений. (Измеренная интенсивность составляет $5 \cdot 10^{15}$ кв./сек.).

2. Оценим вклад в излучение в исследованной области спектра крыльев линий серии Лаймана L_α и L_β .

Этот вклад не учитывался в [1] на том основании, что линия L_α наблюдалась в поглощении. То, что линия L_α наблюдалась в поглощении, можно объяснить большой величиной коэффициента поглощения для центра линии и реабсорбцией линии в пространственно-неоднородном источнике. Однако в крыльях линий, которые при $N_e = 7 \cdot 10^{15}$ простираются на десятки ангстрем, высвечивается значительная доля энергии, причем коэффициент поглощения в области крыльев мал.

Полное число квантов, излучаемое единицей объема в линии L_α ($\lambda = 1216 \text{ \AA}$) при температуре 9000° K и атмосферном давлении составляет $\approx 6 \cdot 10^{21} \text{ кв./см}^3 \text{ сек}$. Вероятность перехода взята из [5]. Доля энергии η , излучаемая в крыльях линии для α , лежащих в диапазоне от α_1 до α_2 , составляет

$$\eta = \frac{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} S(\alpha) d\alpha}{2 \int_0^\infty S(\alpha) d\alpha}, \quad (5)$$

где $S(\alpha)$ — профиль линии, $\alpha = \Delta\lambda/F_0$ — приведенное расстояние от центра линии, $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии в единицах длин волн, F_0 — нормальная напряженность электрического поля.

Для расчета η пользуемся асимптотическими выражениями для крыльев линий (стр. 81, формула (4.93) [6]) и условием нормировки

$$2 \int_0^\infty S(\alpha) d\alpha = 1. \quad (6)$$

Оценки показывают, что если даже считать вклад коротковолнового крыла L_α от $1193 \text{ \AA}$ (где интенсивность линии составляет всего $2 \cdot 10^{-8}$ от максимальной) до $1050 \text{ \AA}$, то 1 см^3 плазмы излучает в этом диапазоне $2 \cdot 10^{16}$ кв./сек. Соизмеримый вклад дает учет длинноволнового крыла линии L_β .

Из приведенных оценок видно, что наблюдаемые в эксперименте интенсивности излучения в ультрафиолете могут быть объяснены свечением крыльев линий L_α и L_β и рекомбинационным излучением плазмы с температурой порядка 10^4° K . Оснований для однозначного утверждения, что температура плазмы порядка 10^6° K результаты этих измерений не дают.

Кроме того, два экспериментальных факта говорят в пользу того, что плазма низкотемпературная.

1. Отсутствие линий многозарядных ионов в спектре смесей водорода и дейтерия с He, Ne, Ar, Kr и Xe ([1], стр. 1829).

2. Наличие свечения линий H_β и D_β в центральной зоне разряда.

По принятой автором модели (рис. 4.1, стр. 1830 [1]) в области $2a$ излучается линия D_β , в области $2b$ интенсивность этой линии должна быть ничтожно мала, так как плазма полностью ионизована. Если принятая модель соответствует действительности, то в поперечном распределении интенсивности мы должны были бы наблюдать провал. Однако в экспериментально измеренном распределении интенсивности (рис. 2.3 и 3.3 [1]) такого провала не наблюдается. Следовательно, излучение атомных линий из центральной зоны имеет место, а это значит, что концентрация нейтральных атомов в этой зоне достаточно велика. Плазма в центральной зоне не является полностью ионизованной.

Во время подготовки рукописи к печати были опубликованы некоторые новые результаты измерений вакуумно-ультрафиолетовых спектров плазменного шнура [7]. Хотя авторы воздерживаются от однозначной интерпретации этих данных, последние, по-видимому, подтверждают выводы настоящей работы.

1. Плазма полностью прозрачна в спектральном интервале $\lambda = 4000 - 1600 \text{ \AA}$ и в значительной мере в интервале $\lambda < 1600 \text{ \AA}$ (стр. 1041 и рис. 3 [7]). Следовательно, наличие горячего ($10^6 \text{ }^\circ\text{K}$) ядра должно было бы отразиться на интенсивностях балмеровских линий, наклоне и интенсивности континуума. Однако данных, подтверждающих наличие горячего ядра, обнаружить не удалось (стр. 1044 [7]).

2. Линия L_α на самом деле (как это и предполагается в настоящей работе) оказалась самообращенной (стр. 1041 [7]), а плазма достаточно прозрачной в области крыльев этой линии (стр. 1044 [7]). Поэтому учет излучения крыльев L_α обязателен.

3. Ионные линии в спектре отсутствуют, хотя они находятся в области практически полной прозрачности плазмы (линия $\text{He II } \lambda = 1640 \text{ \AA}$, стр. 1045 [7]).

Таким образом, данные спектроскопических измерений, приведенные в работе [1], не доказывают наличия в шнуре плазмы высокой ($\sim 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$) температуры электронов. В то же время отсутствие линий многозарядных ионов в спектре и интенсивное излучение атомарных линий H_β и D_β из центральной зоны шнура свидетельствуют о том, что плазма в эксперименте П. Л. Капицы имела температуру порядка $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

Авторы благодарны Ю. М. Кагану за обсуждение результатов.

Литература

- [1] П. Л. Капица. ЖЭТФ, 57, 1801, 1969.
- [2] А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, М., 1949.
- [3] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, М., 1963.
- [4] Л. И. Греков, Ю. В. Москвин, В. С. Романычев, О. Н. Фаворский. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. Справочник «Машиностроение», М., 1964.
- [5] К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, М., 1960.
- [6] Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969.
- [7] Д. Б. Диатропов, В. Д. Песков. ЖЭТФ, 61, в. 3 (9), 1971.

Поступило в Редакцию 19 мая 1971 г.