

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ ПО АБСОЛЮТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ

УДК 533.9

А. А. Кудрявцев и В. Н. Скребов

Осуществлена экспериментальная проверка предложенного на основе теории МДП способа определения температуры электронов по абсолютной интенсивности спектральных линий в неравновесной плазме. Измерения проводились в ксеноновой плазме импульсного разряда. В качестве эталонного метода использовался способ определения T_e по спаду свечения рекомбинационного континуума за граничной частотой. Показано, что в качестве теоретической основы проверяемого метода следует выбирать выражение, полученное с использованием предлагаемой в теории МДП аппроксимации для кулоновских логарифмов для связанных состояний.

Одной из важнейших характеристик состояния плазмы, знание которой необходимо в большинстве лабораторных и прикладных исследований, является температура электронов. При ее измерении требуется достаточно высокая точность, поскольку многие параметры плазмы очень сильно зависят от температуры. На практике предпочтение отдается спектроскопическим методам, поскольку они не вносят возмущений в исследуемую плазму. Обычно считается, что наиболее надежные сведения о температуре электронов можно получить, измеряя ее по спаду свечения рекомбинационно-тормозного континуума за граничной частотой [1]. Однако применение этого метода в ряде случаев затруднено, так как излучение лежит в ультрафиолетовой области спектра и часто имеет малую интенсивность. Кроме того, возможно наложение других континуумов, особенно в смеси газов. Поэтому по-прежнему большое значение имеют методы, основанные на измерении абсолютных интенсивностей спектральных линий, наблюдение которых является наиболее доступным в эксперименте. Для определения T_e такими способами необходимо знать связь заселенностей возбужденных уровней с параметрами континуума n_e и T_e . Задача в сильной степени упрощается, если распределение атомов по возбужденным состояниям является равновесным с континуумом. Однако, доказательство наличия ЧЛТР на практике само по себе представляет трудоемкую задачу, требующую выполнения полного экспериментального исследования плазмы.

В связи с этим большое значение имеют способы определения T_e , которые не основаны на предположении о равновесии рассматриваемых уровней с континуумом, а вытекают из более общих моделей рассматриваемых уровней с плазмой.

Такой метод был предложен в [2] на базе теории модифицированного диффузионного приближения (МДП) [3], где было показано, что температуру электронов можно определить по уравнению, в которое входят заселенности трех уровней

$$\frac{n_n}{g_n} e^{-\frac{E_n}{T_e}} (S_{ml} - S_{kl}) = \frac{n_m}{g_m} e^{-\frac{E_m}{T_e}} (S_{nl} - S_{kl}) + \frac{n_k}{g_k} e^{-\frac{E_k}{T_e}} (S_{ml} - S_{nl}). \quad (1)$$

Здесь k, m, n — номера уровней, E_k — потенциал ионизации данного уровня. Если кинетика переходов между рассматриваемыми уровнями определяется

столкновениями с электронами, то величины S_{kl} имеют вид: $S_{kl} = \sum_{i \geq k} K_i / Z_{i, i+1}$

$Z_{i, i+1}$ — эффективная вероятность столкновительных переходов [3], K_i — константа равновесия уровня i . Температура электронов в (1) выражена в электронвольтах. Отметим, что в равновесии (1) выполняется тождественно.

Для возбужденных состояний можно перейти от суммирования к интегрированию, считая возбужденные уровни водородоподобными, и получить для S_{ki} следующие выражения:

$$S_{ki} = A_1 \chi \left(\frac{E_k}{T_e} \right), \quad \chi(x_k) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{x_k} e^{-x^3/2} dx, \quad \text{при } \Lambda_k = \text{const}, \quad (2a)$$

$$S_{ki} = A_2 \chi_N \left(\frac{E_k}{T_e} \right), \quad \chi_N(x_k) = \frac{1}{8.86} \int_0^{x_k} e^{-x \cdot x^{3.3}} dx, \quad \text{при } \Lambda_k = 0.25 \left(\frac{T_e}{\Delta E_k} \right)^{1/3}, \quad (2b)$$

где $\Delta E_k = E_k - E_{k+1}$; $x_k = E_k/T_e$. A_1 и A_2 — параметры, зависящие от T_e и свойств газа, явный вид для которых приведен в [4]. В данной работе выражения для них не потребуются, так как в (1) они сокращаются.

Выражение (2a) получено в [2] при предположении о постоянстве кулоновских логарифмов для связанных состояний Λ_k , входящих в величины $Z_{k, k+1}$.

При выводе (2b) в [4] использовалось предложенное в [5] и указанное в (2b) выражение для Λ_k . Оно справедливо при $T_e \geq 0.07 \Delta E_k$, что для возбужденных состояний выполняется практически всегда.

Способ определения T_e по уравнению (1) применялся в работе [2] для обработки

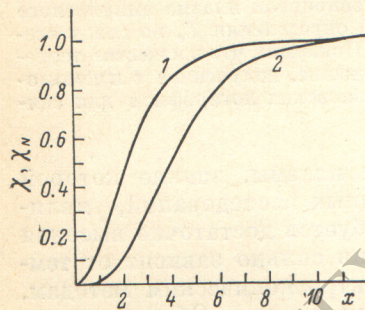


Рис. 1. Графики функций $\chi(x)$ (1) и $\chi_N(x)$ (2).

экспериментальных данных работ [6, 7], где кроме исправлений, обусловленных неравновесностью по (2a), использовались более современные данные о силах осцилляторов. В экспериментальных работах [8, 9] этот метод применялся для определения температуры электронов СВЧ-разряда в водороде и гелии. При этом также использовалось выражение (2a) для функции S_{ki} . Как отмечают авторы [8, 9], в их условиях имела место слабая неравновесность. Нетрудно убедиться из анализа (1), что в этом случае вычисляемая по (1) температура может быть малочувствительной к величине S_{ki} .

На рис. 1 приведены графики функций $\chi(x)$ и $\chi_N(x)$. Видно, что они существенно различаются в диапазоне $0 \leq E_k/T_e \leq 4$. На практике линии, исходные уровни которых попадают в этот интервал, как правило, наиболее удобны и доступны для измерений. Поэтому при определенных условиях в плазме вышеуказанные различия могут привести к значительным расхождениям в величинах температуры, вычисляемых по (1) с использованием функций $\chi(x)$ и $\chi_N(x)$.

Вопрос о том, какую из двух приведенных выше формул следует выбирать, должен решаться экспериментально, поскольку причиной различий являются трудности теоретических расчетов сечений неупругих столкновений электронов с возбужденными атомами. В литературе до сих пор не обращалось внимания на эти расхождения, поскольку для интерпретации большинства экспериментов существующей точности было достаточно. Поэтому вопрос о правильном их выборе требует специального рассмотрения, что и является целью настоящей работы.

Эту задачу можно решить, если провести сравнение значений температур, определяемых по (1) с использованием (2a) и (2b), с данными, полученными достаточно надежным независимым методом. При проведении эксперимента следует учитывать обстоятельства, изложенные выше.

Чтобы определить T_e по (1), необходимо провести в общем случае шесть измерений, так как при определении интенсивности линий следует учитывать фон. Поэтому оказывается удобным в качестве третьего уровня выбрать континуум. Это повышает точность измерений, так как при исключении одного уровня выпадают его характеристики, такие как вероятности излучательных переходов, известные, как правило, с большой погрешностью, а также число измерений снижается до четырех.

Как показали предварительные эксперименты, существенным источником ошибок может являться некоторая невоспроизводимость условий. Чтобы повысить надежность и точность, измерения проводились по специально собранной двухканальной схеме, все регистрирующие элементы которых были идентичными. В процессе измерений один канал являлся контрольным, в второй — служил для проведения измерений. В качестве контроля за воспроизводимостью условий использовался сигнал от континуума за граничной частотой, интенсивность свечения которого в сильной степени зависит от изменения условий в плазме. В обработку включались те осциллограммы, которые соответствовали одинаковому (с точностью до 3%) контрольному сигналу.

В качестве эталонного метода был выбран способ определения T_e по спаду свечения рекомбинационно-тормозного континуума. Объектом исследований была выбрана плазма импульсного разряда в ксеноне ($P_0 = 5-15$ тор), поскольку непрерывный спектр ксенона хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально [10, 11]. Кроме того, в релаксирующей плазме легко реализуются различные виды неравновесности. Условия опытов были следующие. Импульс тока формировался при разряде конденсатора емкостью $C = 0.25-0.6$ мкф, заряженного до напряжения 2-6 кВ через трубку длиной $l = 300$ мм и диаметром $d = 15$ мм. Подробное описание комплексной экспериментальной установки, на которой выполнялась данная работа, представлено в [14, 15]. Временное разрешение регистрирующей системы определялось выбором длительности развертки импульсного осциллографа С1-17 и составляло 0.1-0.5 мкс. Это позволяло проводить измерения свечения линий и континуума в различные моменты времени как на рекомбинационной, так и ионизационной стадиях релаксации. Для калибровки системы в области 3500-7500 Å использовалась стандартная лампа с накаливаемой вольфрамовой нитью, отградуированная во ВНИИМе. Наличие реабсорбции излучения контролировалось методом одного зеркала [12]. Граничная частота принималась равной 2.56 эВ, что соответствовало рекомбинации на уровень $5p^{56}r$. Значения ξ -факторов выбирались из [1]. На наличие максвелловского распределения электронов по скоростям в интервале энергий от 0 до 1.5 эВ указывала наблюдаемая в экспериментах линейная зависимость $\ln(I_\nu/\xi(\nu))$ от частоты ν . В качестве исследуемых линий были выбраны $\lambda_m = 6318.1$ Å, $E_m = 0.45$ эВ и $\lambda_k = 4624.3$ Å, $E_k = 1.14$ эВ, что обусловлено отсутствием вблизи этих линий других линий атомов и ионов. Силы ос-

T_e	ΔT_e	T_m	ΔT_m	T_k	ΔT_k	T_a	ΔT_a	T_0	ΔT_0	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0.40	0.02	0.43	0.07	0.70	0.10	0.34	0.08	0.41	0.08	$y_1/\Pi_1 \leq y_e^2$
0.52	0.04	0.54	0.11	0.65	0.08	0.48	0.15	0.53	0.12	$y_1/\Pi_1 < y_e^2$
0.65	0.06	0.70	0.17	0.76	0.11	0.64	0.25	0.68	0.20	$y_1/\Pi_1 < y_e^2$
0.80	0.09	0.84	0.20	0.88	1.13	0.78	0.25	0.83	0.25	$y_1/\Pi_1 \sim y_e^2$
0.95	0.12	0.90	0.25	0.87	0.13	0.97	0.30	0.92	0.28	$y_1/\Pi_1 > y_e^2$
1.12	0.17	1.06	0.30	0.94	0.17	1.30	0.40	1.10	0.35	$y_1/\Pi_1 > y_e^2$
1.20	0.2	1.10	0.31	0.86	0.13	1.40	0.45	1.16	0.45	$y_1/\Pi_1 \gg y_e^2$
1.30	0.24	1.22	0.33	0.80	0.13	1.64	2.0	1.28	0.5	$y_1/\Pi_1 \gg y_e^2$
1.40	0.28	1.25	0.35	0.76	0.12	2.2	1.05- 10.0	1.38	0.95- 2.0	$y_1/\Pi_1 \gg y_e^2$
1.50	0.32	1.30	0.36	0.70	0.13	—	—	1.44	0.95- 2.4	$y_1/\Pi_1 \gg y_e^2$

Примечание. Здесь y_1 и y_e^2 — приведенные к равновесным концентрации атомов в основном состоянии и электронов соответственно. Π_1 — фактор, определяющий влияние выхода излучения в спектральных линиях. Все температуры выражены в электронвольтах.

цилляторов брались из [13]. В диапазоне реализуемых на опыте концентраций электронов $n_e = (10^{14} - 5 \cdot 10^{15}) \text{ см}^{-3}$ согласно оценкам по [4] кинетика переходов с данных уровней определялась столкновениями с электронами.

Некоторые наиболее характерные результаты измерений температуры электронов приведены в таблице.

В первом столбце таблицы представлены результаты определения T_e по спаду свечения рекомбинационного континуума. Эти значения температуры электронов мы считали наиболее близкими к истинным. Погрешность измерений в данных условиях была достаточно мала и равнялась (5—20)% при изменении T_e от (0.35 до 2) эВ.

Результаты измерений T_e по отношению интенсивности линии к интенсивности прилегающего континуума (обозначены как T_m и T_k) представлены

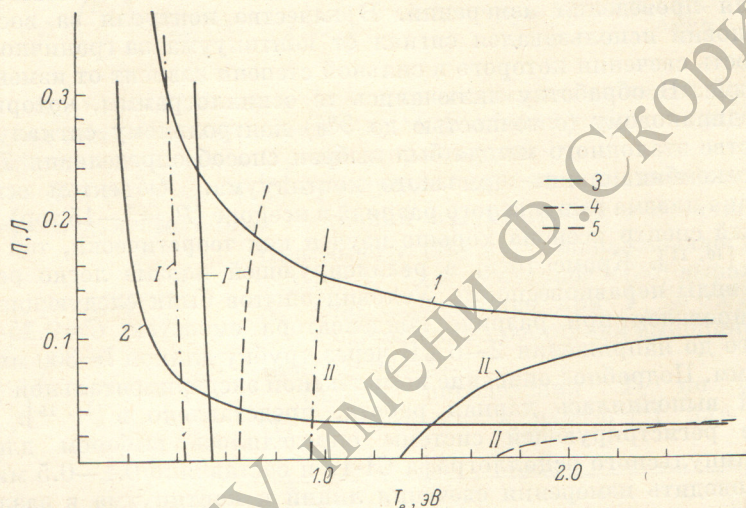


Рис. 2. Графики правой — $\Pi(T_e)$ и левой — $\Lambda(T_e)$ части уравнения (3) в режимах рекомбинации (I) и ионизации (II).

1 — $\chi(0.45/T_e)/\chi(1.14/T_e)$, 2 — $\chi_N(0.45/T_e)/\chi_N(1.14/T_e)$. I: 3 — $T_m=0.54$ эВ, $T_k=0.65$, $T_e=0.52$; 4 — $T_m=0.43$, $T_k=0.43$; 5 — $T_m=0.65$, $T_k=0.57$ эВ. II: 3 — $T_m=1.3$ эВ, $T_k=0.7$, $T_e=1.5$; 4 — $T_m=0.94$, $T_k=0.83$; 5 — $T_m=1.68$, $T_k=0.57$ эВ.

в третьем и пятом столбцах таблицы. Погрешность измерений данного метода обусловленная в основном неточным знанием сил осцилляторов, в наших условиях составляла величину (20—30)% для $\lambda_m=6318.1 \text{ \AA}$ и (10—20)%, для $\lambda_k=4624.3 \text{ \AA}$.

В седьмом и девятом столбцах таблицы представлены результаты определения T_e , основанные на уравнении (1) с использованием для S_{kl} соответственно выражений (2а) и (2б). Они обозначены как T_a и T_b . В качестве третьего измерения использовалась интенсивность континуума вблизи одной из линий. Запишем (1) с использованием конкретных данных, вводя для удобства вместо измеряемых интенсивностей непосредственно рассчитанные по ним величины T_m и T_k . После преобразования в итоге получим

$$\left. \begin{aligned} \chi\left(\frac{0.45}{T_e}\right) / \chi\left(\frac{1.14}{T_e}\right) \\ \chi_N\left(\frac{0.45}{T_e}\right) / \chi_N\left(\frac{1.14}{T_e}\right) \end{aligned} \right\} = \frac{\frac{0.45}{e^{T_m}} T_m^{-1} T_e e^{-\frac{0.45}{T_e}} - 1}{\frac{1.26}{e^{T_k}} T_k^{-1} T_e e^{-\frac{1.26}{T_e}} - 1}. \quad (3)$$

Значения погрешностей данного метода можно оценить, подставляя в (3) величины T_m и T_k , взятые с соответствующим разбросом. В двух последних строчках таблицы, когда определяемые таким образом погрешности велики, представлены значения величин T_a и T_b , определенные вышеуказанным способом. Для анализа удобно нанести на график в зависимости от T_e отдельно левую часть (3) и правую, используя экспериментальные значения T_m и T_k . На рис. 2 для иллюстрации приведены типичные результаты для случаев рекомбинационной (I) и ионизационной (II) неравновесности распределения

атомов по возбужденным состояниям. Рассмотрим эти случаи отдельно. В [2] показано, что в режиме рекомбинации в равновесии с континуумом находятся уровни с $E_k \leq 0.5 T_e$, если в качестве S_{kl} используется функция $\chi(x_k)$. Аналогично можно показать, что $\chi_N(x_k)$ дает интервал равновесных уровней в диапазоне $E_k \leq 1.5 T_e$. Следовательно, в наших условиях уровень $E_m = 0.45$ эВ находится в равновесии согласно описанию с помощью $\chi_N(x_k)$, а согласно $\chi(x_k)$ — максимальное отклонение (при $T_e = 0.4$ эВ) его от равновесия не превышает 15%. Из сравнения T_m и T_e в таблице следует, что они совпадают в пределах погрешности измерений. В таких случаях согласно (3) T_a и T_b также будут близки к T_e . Это иллюстрируется рисунком 2, где построен случай $T_m = 0.54$ эВ, $T_k = 0.65$ эВ, $T_e = 0.52$ эВ. Таким образом, режим рекомбинации в наших условиях не позволяет сделать однозначного выбора между функциями $\chi(x)$ и $\chi_N(x)$. Температуру электронов в этом случае достаточно надежно можно определить по отношению линии $\lambda_m = 6318.1$ Å к прилегающему континууму.

Из таблицы видно, что в режиме ионизации различия между T_a и T_b выходят за пределы существующей погрешности измерений, причем если T_b совпадает с T_e , то T_a всегда является завышенной. При сильной ионизационной неравновесности (в наших условиях при $T_e \simeq (1.4-1.6)$ эВ) описание с помощью функции $\chi(x)$, по-видимому, неприменимо.

На рис. 2 рассмотрен случай $T_e = 1.5$ эВ, $T_m = 1.3$ эВ, $T_k = 0.7$ эВ. Видно, что расчетная кривая по (3) не имеет пересечений с $\chi(0.45/T_e)/\chi(1.14/T_e)$ в разумной области значений T_e . Этот факт позволяет сделать однозначный вывод о том, что при измерении T_e по (1) в общем случае к качестве S_{kl} следует использовать выражение (2б).

Таким образом, можно считать, что в данной работе осуществлена экспериментальная проверка теоретической основы предлагаемого в [2] способа определения температуры электронов по абсолютной интенсивности спектральных линий в неравновесной плазме. Проведенные измерения также позволяют определить тип неравновесности, сравнивая величины T_m и T_k между собой (см. примечание таблицы). Поскольку величины S_{kl} являются одним из главных параметров теории МДП, то полученные результаты важны и в других приложениях этой теории.

Л и т е р а т у р а

- [1] Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. Усп. физ. наук, 91, 193, 1967.
- [2] В. С. Воробьев, М. Б. Железняк. Опт. и спектр., 35, 619, 1973.
- [3] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. Усп. физ. наук, 107, 353, 1972.
- [4] А. А. Кудрявцев, В. Н. Скребов. ТВТ, № 1, 1981.
- [5] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. ТВТ, 7, 593, 1969.
- [6] S. V. Desai, W. H. George. J. Quant. Spectr. Rad. Trans., 9, 1317, 1969; 10, 529, 1970.
- [7] В. Я. Александров, Д. Б. Гуревич, И. В. Подмошенский. Опт. и спектр., 23, 521, 1967; 24, 342, 1968.
- [8] В. М. Батенин, В. С. Зроднинов, В. К. Роддатис, В. Ф. Чиннов. ТВТ, 13, 270, 1975.
- [9] В. М. Батенин, В. С. Зроднинов, В. Ф. Чиннов. ТВТ, 14, 209, 1976.
- [10] G. Goldbach, G. Noller, D. Stuck. J. Phys. B, 9, 1191, 1976.
- [11] В. М. Градов, А. А. Мак, А. А. Щербаков. Опт. и спектр., 43, вып. 2, 1977.
- [12] С. Э. Фриш. В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. «Наука», Л., 1970.
- [13] M. H. Miller, R. A. Roig. Phys. Rev. A, 8, 480, 1973.
- [14] В. Н. Скребов, А. И. Эйхвальд. Опт. и спектр., 41, 15, 1976.
- [15] В. П. Марков, В. Н. Скребов. ТВТ, 19, 1981.

Поступило в Редакцию 4 октября 1980 г.