

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КСЕНОНОВОЙ ПЛАЗМЫ

Ю. К. Земцов и Е. П. Скорбод

Рассчитаны коэффициент поглощения и излучательная способность ксеноновой плазмы при начальных давлениях ~ сотен тор в интервале температур 5000—15 000° К.

В данной работе рассчитывались коэффициент поглощения и излучательная способность ксеноновой плазмы в интервале температур $5000^\circ < T < 15\,000^\circ$ и начальных давлений порядка нескольких сотен тор для различных оптических толщин. В указанных интервалах параметров плазмы основной вклад в излучение дают свободно-связанные переходы в поле ионов (рекомбинационное излучение), свободно-свободные переходы в полях ионов и атомов (тормозное излучение на ионах и атомах) и связанно-связанные переходы между уровнями атома и ионов (линейчатое излучение). Ниже приводятся результаты расчетов непрерывного спектра излучения ксеноновой плазмы. Ионизационный состав определялся по формуле Саха с учетом снижения потенциалов ионизации в рамках теории Дебая.

Основной вклад в непрерывный спектр в оптическом диапазоне частот дает рекомбинационное излучение. Коэффициент поглощения при переходе электрона с некоторого i -го уровня атома или иона в континуум определяется соотношением

$$k = N_i \sigma(i \rightarrow \varepsilon), \quad (1)$$

где N_i — концентрация атомов (или ионов) в i -м состоянии, а $\sigma(i \rightarrow \varepsilon)$ — сечение фотопоглощения с уровня i на частоте $\hbar\omega$;

$$\varepsilon = \frac{\hbar\omega}{z^2 Ry} - \frac{I_i}{Ry} = \frac{\hbar\omega}{z^2 Ry} - \frac{1}{\nu^2}. \quad (2)$$

Здесь I_i — потенциал ионизации, ν — эффективное главное квантовое число i -го уровня, $Ry = 13.6$ эв. Концентрация возбужденных атомов и ионов определялась по формуле Больцмана.

Сечения фотопоглощения вычислялись в приближении Берджесса—Ситона,

$$\sigma(i \rightarrow \varepsilon) = 8.56 \cdot 10^{-19} \frac{\hbar\omega}{Ry} \left(\frac{\nu}{z}\right)^4 \frac{1}{2J+1} \sum_f Q_{if} g(\nu l \rightarrow \varepsilon l'), \text{ см}^2. \quad (3)$$

Здесь Q_{if} — приведенный матричный элемент перехода, зависящий от угловых моментов начального и конечного состояния, который в приближении Jl -связи имеет вид

$$Q_{if} = \max(l, l') (2K+1) (2K'+1) W^2(lKl'K'; J_1 1) \times \\ \times (2J+1) (2J'+1) W^2(KJlK'J'; \frac{1}{2} 1), \quad (4)$$

где J_1 — полный момент родительского уровня; K, K' — промежуточные квантовые числа; J, J' — полные моменты начального и конечного состо-

яний; W — коэффициент Рака. Радиальный интеграл $g(\nu l \rightarrow \varepsilon l')$, согласно [1-4], можно представить в виде

$$g(\nu l \rightarrow \varepsilon l') = \frac{G^2}{\xi (1 + \varepsilon \nu^2)^2} \cos^2 \pi [\mu_i(\varepsilon) + \chi(\nu, \varepsilon)], \quad (5)$$

где

$$\chi(\nu, \varepsilon) = \nu + a + \frac{b}{\nu} + \frac{c}{\nu^2} + \alpha \frac{\varepsilon \nu}{1 + \varepsilon \nu} + \beta \frac{\varepsilon \nu^2}{1 + \varepsilon \nu^2},$$

ξ — множитель, учитывающий энергетическую зависимость квантового дефекта для малых значений ν ,

$$\xi = \frac{(\nu - l)(\nu + 2l)}{\nu(\nu + 1)},$$

$\mu_i(\varepsilon)$ — экстраполированный квантовый дефект. Коэффициенты G , γ , a , b , c , α , β определяются по таблицам [1-3]. Недостающие значения коэффициентов были получены путем непосредственных расчетов [5] по схеме, предложенной Берджессом и Ситонем.

Для выяснения влияния выбора схемы уровней на спектральное распределение интенсивности излучения были проведены вычисления для полной схемы уровней XeI (рис. 1, сплошная кривая: переходы типа J_1 ; $nl [K]_J \rightarrow \varepsilon l' [K']_{J'}$). Затем отдельные уровни J были объединены в термы K (рис. 1, штрихпунктирная кривая: переходы типа J_1 ; $nl [K] \rightarrow \varepsilon l' [K']$). Штриховая кривая на рис. 1 соответствует усреднению всех термов данной конфигурации (переходы типа J_1 ; $nl \rightarrow \varepsilon l'$), обычно принимаемому в расчетах [6, 7].

Проведенные вычисления (рис. 1) показывают, что в области частот между сильно разнесенными порогами фотоионизации ($2 < \hbar \omega < 3$ эв) все три метода дают практически совпадающие результаты. В области энергий, содержащей большее число порогов ($1.5 < \hbar \omega < 2$ эв), расчеты по упрощенной схеме могут сильно исказить картину.

Наибольший вклад в рекомбинационное излучение в оптическом диапазоне частот вносят $\nu d \rightarrow \varepsilon f$ -переходы. Детальная картина зависимости коэффициента рекомбинации на уровне $5d$ ($T = 10\,600^\circ$, $N_{\text{атом.}} = 4.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) показана на рис. 2. Вклад $5d \rightarrow \varepsilon p$ -переходов (нижняя кривая) на порядок ниже вклада $5d \rightarrow \varepsilon f$ -переходов (верхняя кривая). Аналогичное соотношение выполняется и для других типов переходов.

Коэффициент тормозного излучения в поле ионов рассчитывался в приближении квантового дефекта по методу, предложенному в работе [8]. Тормозное излучение в поле атома вычислялось по формулам [8-10].

$$k = 1.8 \cdot 10^{-42} N_0 N_e \left(\frac{Ry}{\hbar \omega} \right)^3 \left(\frac{kT}{Ry} \right)^{3/2} J(\beta), \text{ см}^{-1}, \quad (6)$$

где $\beta = \hbar \omega / kT$, N_0 и N_e — концентрации атомов и электронов соответственно,

$$J(\beta) = \int_0^\infty f(x, \beta) \exp(-x) dx,$$

$$f(x, \beta) = x^{3/2} (x + \beta)^{1/2} \sigma \left[27.2 \frac{kT}{Ry} (x + \beta) \right] + x^{1/2} (x + \beta)^{3/2} \sigma \left[27.2 \frac{kT}{Ry} x \right],$$

σ — транспортное сечение ксенона [11].

Для температуры $T \approx 1$ эв и концентраций $10^{18} < N_0 < 10^{19} \text{ см}^{-3}$ свободно-свободные переходы дают существенный вклад ($\approx 50\%$) в длинноволновой части спектра: $\hbar \omega < 2$ эв. При этом в области $\hbar \omega < 1.5$ эв тормозное излучение на атомах дает вклад в коэффициент поглощения порядка 25%. Расчетные данные, приведенные на рис. 1, получены с учетом тормозного поглощения.

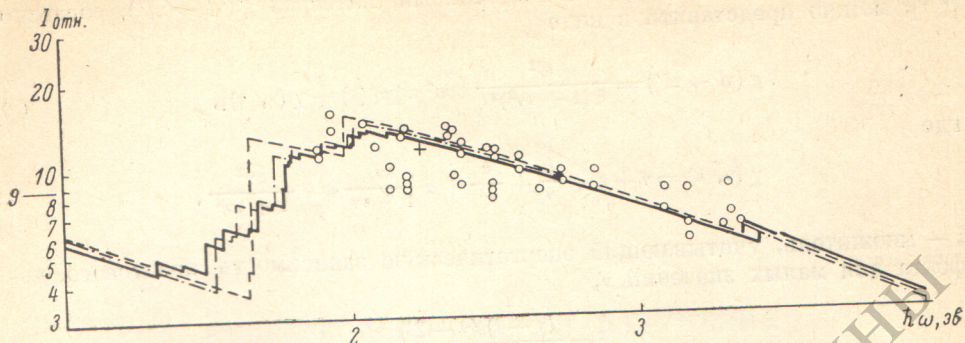


Рис. 1. Непрерывный спектр излучения ксеноновой плазмы.
 $T=10\ 600^\circ$; $N_0=4.8 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$; $N_e=5.9 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$. Экспериментальные точки взяты из работы [16].

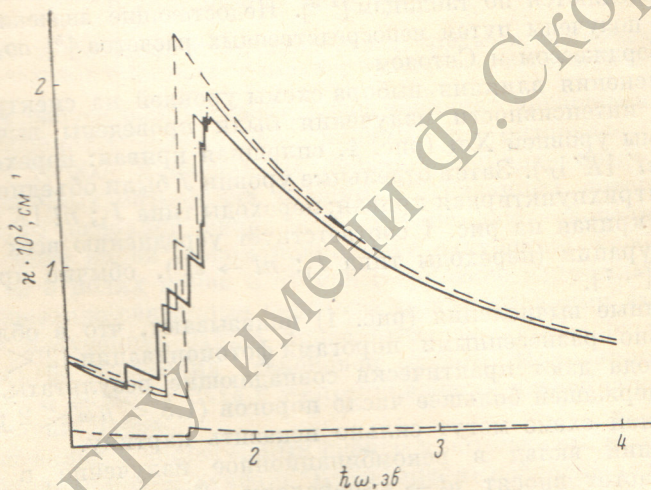


Рис. 2. Коэффициент поглощения рекомбинационного излучения ксеноновой плазмы для $5d \rightarrow \epsilon f$ - и для $5d \rightarrow \epsilon p$ -переходов.

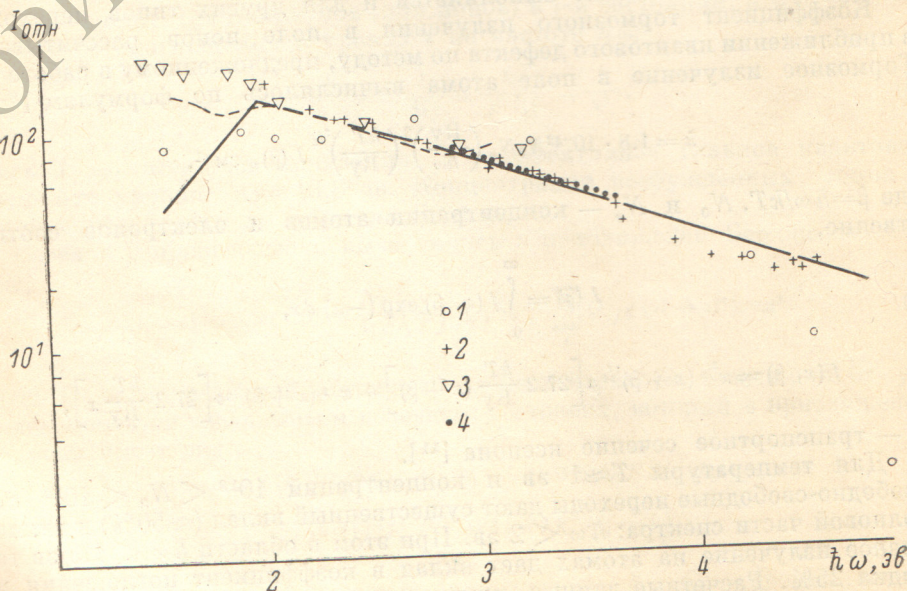


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для спектра излучения ксенона.

Сплошная кривая соответствует расчетному, а штриховая — экспериментальному спектрам на рис. 2. 1 — [12], 2 — [14], 3 — [15], 4 — [16, 17].

На рис. 3 приведены расчетные и экспериментальные данные для спектра излучения оптически тонкой ксеноновой плазмы при темпера-

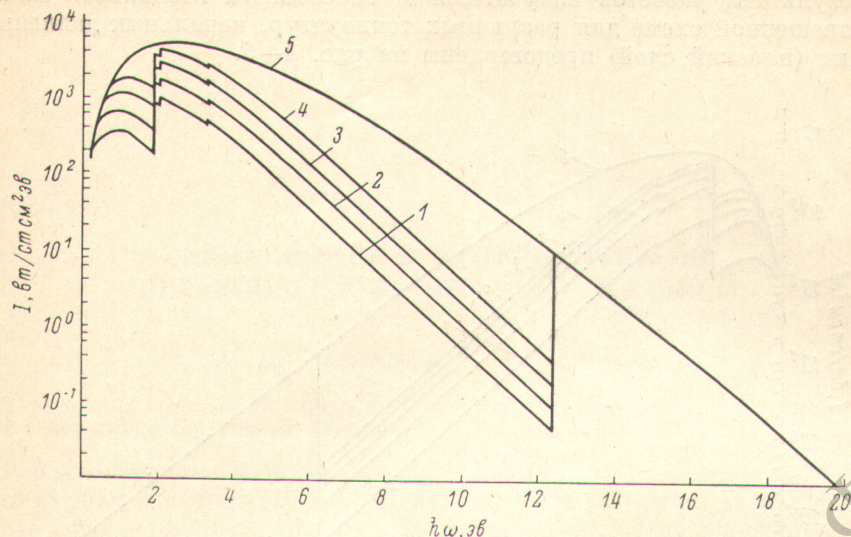


Рис. 4. Непрерывный спектр излучения ксеноновой плазмы ($T=0.9$ эв, $p=300$ тор).

Кривая 1 соответствует оптической толщине $d=0.5$ см, 2 — $d=1$ см, 3 — $d=2$ см, 4 — $d=4$ см, 5 — излучение Планка.

туре, близкой к $10\,000^\circ$. В области частот $2 < \hbar\omega < 4$ эв теоретический и экспериментальный спектры имеют одинаковый наклон, что подтвер-

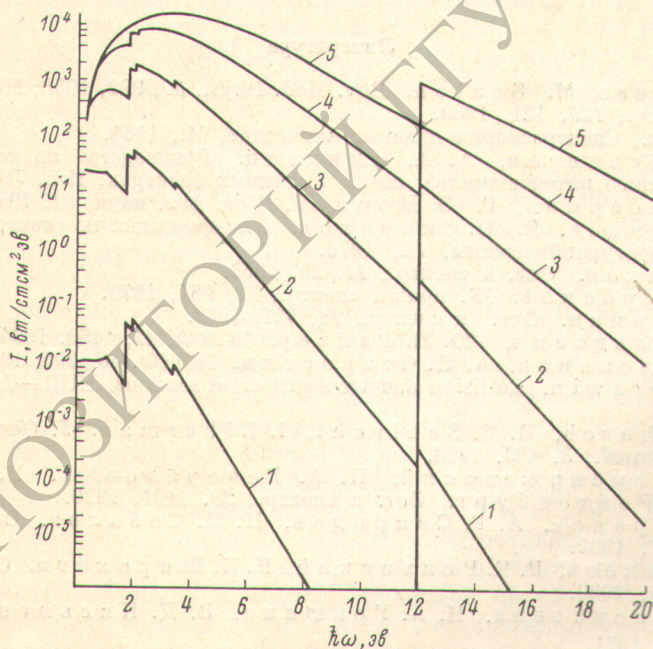


Рис. 5. Непрерывный спектр излучения ксеноновой плазмы ($p=300$ тор, $d=1$ см).

T , эв: 1 — 0.5, 2 — 0.7, 3 — 0.9, 4 — 1.1, 5 — 1.3.

ждает справедливость приближения Берджесса—Ситона в этой области энергий. Расхождение в длинноволновой части спектра связано с наличием в этой области большого числа линий, неучтенных в наших расче-

тах. Причина расхождений расчетной кривой с экспериментом [12] в коротковолновой области спектра остается неясной.

Результаты расчетов излучательной способности ксеноновой плазмы по упрощенной схеме для различных температур, начальных давлений и толщин (плоский слой) представлены на рис. 4—6.

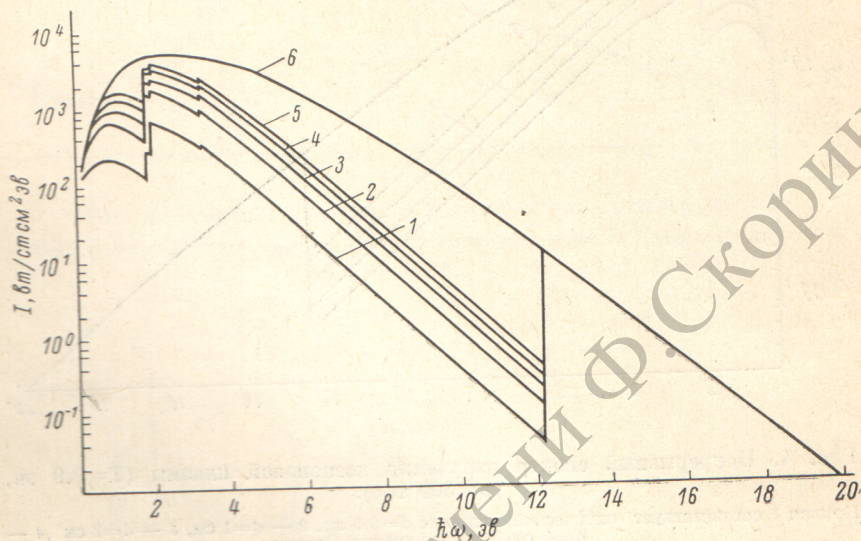


Рис. 6. Непрерывный спектр излучения ксеноновой плазмы ($T=0.9$ эв, $d=1$ см).

p , тор: 1 — 100, 2 — 300, 3 — 500, 4 — 700, 5 — 900, 6 — излучение Планка.

Литература

- [1] A. Burgess, M. Seaton. Rev. Mod. Phys., 30, 992, 1958; Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 120, 121, 1960.
- [2] Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969.
- [3] И. Б. Левинсон, А. А. Никитин. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Изд. ЛГУ, Л., 1962.
- [4] Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. Усп. физ. наук, 91, 193, 1967.
- [5] Ю. К. Земцов, Е. П. Скороход. I конференция по спектроскопии низкотемпературной плазмы, Л., 1973.
- [6] В. В. Янков. Опт. и спектр., 14, 29, 1963.
- [7] А. А. Щербakov. Ж. прикл. спектр., 12, 984, 1970.
- [8] Г. Э. Норман. Опт. и спектр., 14, 521, 1963.
- [9] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.
- [10] В. А. Касьянов, А. Н. Старостин. ЖЭТФ, 48, 295, 1965.
- [11] H. W. Drawin. Collision and transport cross sections, EUR—CEA—FC—383, 1967.
- [12] C. H. Church, R. G. Schlecht, I. Liberman. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf., 8, 403, 1968.
- [13] Г. В. Гембаржевский, Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, Д. И. Ройтенбург. Опт. и спектр., 28, 1101, 1970.
- [14] А. П. Дронов, А. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев. Опт. и спектр., 12, 677, 1962.
- [15] А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Опт. и спектр., 17, 215, 1969.
- [16] А. Н. Васильева, И. А. Гришина, В. Д. Письменный. ТВТ, 9, 865, 1971.
- [17] Г. С. Антонов, Ю. А. Калинин, Л. И. Киселевский, Д. А. Соловьяничик, З. П. Фещенко, В. Д. Шиманович. Ж. прикл. спектр., 19, 2, 1973.

Поступило в Редакцию 8 октября 1973 г.