

К ОЦЕНКЕ ЛОКАЛЬНОСТИ МЕТОДА ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ В ЗАДАЧАХ ДИНАМИКИ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Н. Г. Преображенский, А. Е. Суворов

(Новосибирск)

Как отмечалось в [1], эффект пленения излучения может приводить к заметному ухудшению локальности измерений, выполняемых с помощью метода электронно-пучкового возбуждения. Подчеркнем, что эффект обычно проявляется не в результате реабсорбции самой исследуемой линии, а из-за дипольной связи верхнего терма выбранного перехода с основным состоянием атома.

Для лучшей ориентировки при выборе корректных условий диагностического эксперимента полезно получить соответствующие оценочные соотношения.

Пусть электронный пучок, предполагаемый для простоты бесконечно тонким, направлен вдоль оси z , а измерения интенсивности линии $I(x)$ проводятся вдоль лучей зрения, лежащих в плоскости, нормальной к оси, и отстоящих от нее на расстояние x . Введем в рассмотрение характерный размер l , определяющий границы высвечивания основной доли α интенсивности линии ($\alpha \simeq 0,8-0,9$). Если A — мощность линейного источника возбуждения, то

$$(1) \quad \int_0^{\infty} I(x) dx = A/8\pi, \quad \int_{l/2}^{\infty} I(x) dx = (1 - \alpha) A/8\pi.$$

Пусть ρ — модуль двухкомпонентного вектора (x, y) , определяющего точку высвечивания. Тогда в силу осевой симметрии задачи

$$(2) \quad I(x) = \frac{\gamma_1}{2\pi} \int_x^{\infty} n(\rho) \rho (\rho^2 - x^2)^{-1/2} d\rho,$$

где γ_1 — вероятность спонтанного перехода для измеряемой линии; $n(\rho)$ — плотность возбужденных состояний.

Найти $n(\rho)$ можно, используя аналитическое выражение для функции Грина уравнения диффузии резонансного излучения [2]. Применительно к нашей задаче профиль коэффициента поглощения $k(\nu)$ можно считать гауссовым, а оптическую толщину слоя на частоте центра линии ν_0 достаточно большой. Иными словами, справедливо условие $\rho \gg k_0^{-1}$, где $k_0 = k(\nu_0)$, что после некоторых выкладок, основанных на формулах [2], дает

$$n(\rho) = \frac{Ag^2(\rho)}{\pi^2 \rho^2 \gamma_1} \int_0^{\infty} \frac{\xi^2}{1 + \xi^2} K_0[\xi g(\rho)] d\xi,$$

где K_0 — функция Макдональда; $g(x) = (4k_0 x \gamma_1 / \gamma_0) (\ln k_0 x / \pi)^{1/2}$.
Возвращаясь к формуле (2), находим

$$(3) \quad I(x) = \frac{Ag(x)}{4\pi^2x} \int_0^{\infty} \frac{\xi}{1+\xi^2} \exp[-\xi g(x)] d\xi.$$

При $x \gg x_0$, где x_0 определяется из условия $g(x_0) = 1$, формула (3) упрощается:

$$(4) \quad I(x) = A/4\pi^2xg(x).$$

Полагая $\alpha = 0,8$ и учитывая, что при $x > l/2$ формула (4) заведомо применима, из (1) находим

$$(5) \quad l = \frac{40\pi v_0 g_0}{\gamma_1 \lambda_0^3 N g_1} \ln^{-1/2}(\gamma_0/\gamma_1).$$

Здесь использовано явное выражение для коэффициента поглощения в центре резонансной (реабсорбированной) линии с длиной волны λ_0 , уширенной за счет эффекта Доплера; $v_0 = (2kT/m)^{1/2}$; T — температура газа; N — плотность атомов в основном состоянии; g_0 , g_1 и γ_0 — статистические веса и вероятность испускания на резонансном переходе.

Приведем некоторые оценки для многократно использованной в диагностических целях линии гелия $\lambda_1 = 501,6$ нм (переход $2^1S_0 - 3^1P_1$). При этом $\gamma_1 = 1,34 \cdot 10^7$ с⁻¹ [3], а верхний терм связан с основным состоянием парагелия 1^1S_0 дипольно-разрешенным переходом: $\lambda_0 = 53,7$ нм; $\gamma_0 = 5,66 \cdot 10^8$ с⁻¹ [3].

Прежде всего на основании данных работы [1] можно убедиться, что в реальном эксперименте практически невозможно создать условия, когда слой газа на длине волны λ_0 будет оптически тонким, а интенсивность измеряемой линии окажется достаточной для ее надежной регистрации. Таким образом, необходимость учета эффекта пленения излучения очевидна. Если плотность N измерена в см⁻³, то для $\lambda_1 = 501,6$ нм при комнатной температуре по формуле (5) получается

$$(6) \quad l = 1,45 \cdot 10^{15} N^{-1}.$$

Если исследуется область фронта ударной волны (УВ) в смеси двух газов: легкого He и тяжелого, например Kr, Xe или Ag, то степень локальности измерений удобно оценить условием

$$(7) \quad \eta = l/L \ll 1.$$

Для потока разреженного газа L имеет смысл прандтлевской толщины фронта УВ [4], причем $L \sim (N + N_1)^{-1}$, где N по-прежнему обозначает парциальную плотность He, а N_1 — парциальную плотность тяжелого компонента смеси. Тогда из формул (6), (7) следует, что $\eta \sim (1 + N_1/N)$, и поэтому нужно с осторожностью относиться к выбору соотношения концентраций газов в смеси, поскольку при $N_1/N \gg 1$ локальность измерений может оказаться неприемлемой. В свою очередь, это может сильно сказаться на точности и надежности восстановления межатомных потенциалов, корректности проверки методов решения уравнения Больцмана и т. п., если изучение структуры УВ предпринято с соответствующими целями. Так, не исключено, что в работе [5], где отношение N_1/N достигало 15 (смесь Ag + He), зафиксированные значительные расхождения между экспериментом и расчетом [6] объясняются именно отмеченной выше причиной.

В заключение на основе полученного выше критерия (5) по выбору линий представляется уместным обратить внимание на некоторые перехо-

ды в синглетной и триплетной части спектра He, для которых эффект пленения излучения не должен играть сколько-нибудь заметной роли, а интенсивность линий может быть вполне приемлемой для измерений:

$$2^1P_1 - 3^1D_2 \lambda = 667,8 \text{ нм}, \gamma = 6,4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1},$$

$$2^1P_1 - 4^1D_2 \lambda = 492,2 \text{ нм}, \gamma = 2,0 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1},$$

$$2^3P_0 - 4^3S_0 \lambda = 471,3 \text{ нм}, \gamma = 1,1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1},$$

$$2^3P_{1,2,3} - 3^3D_{1,2,3} \lambda = 587,6 \text{ нм}, \gamma = 7,0 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}.$$

Эти линии лежат в удобной для регистрации области спектра, причем для некоторых из них имеются данные по функциям возбуждения [1].

Авторы выражают благодарность А. К. Реброву и Е. П. Мунтцу за полезные обсуждения.

Поступила 18 IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Maguire B. L. The effective spatial resolution of the electron beam fluorescence probe in helium.— In: Rarefied Gas Dynamics. Proc. 5 Intern. Symp. Vol. 2. 1967.
2. Вскленко Б. А. О функции Грина уравнения диффузии резонансного излучения.— ЖЭТФ, 1959, т. 36.
3. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., «Наука», 1977.
4. Schaaf S. A. Mechanics of rarefied gases.— In: Handbuch der Physik. Vol. 8. Berlin, 1963.
5. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме.— ПМТФ, 1970, № 5.
6. Goldman E., Sirovich L. The structure of shock-waves in gas mixtures.— «J. Fluid Mech.», 1969, vol. 35, pt 3.

УДК 525.6

ОДНОРОДНОСТЬ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА, КОНТРОЛИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. В. Афонин, А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко

(Новосибирск)

Уникальные свойства электроионизационных CO₂-лазеров, возможность прямого преобразования энергии электрического поля в когерентное излучение с КПД ~ 30%, высокие удельные характеристики активной среды открывают широкие перспективы в области создания мощных установок с энергией в импульсе 1—10 кДж [1—3]. Применение сверхмощных лазерных систем на CO₂ для решения ряда научных и технических задач [4, 5] накладывает достаточно жесткие ограничения на качество оптических характеристик пучка когерентного излучения, определяемых в первую очередь однородностью объемного разряда. В связи с этим актуальным является исследование основных физических процессов, ответственных за равномерность поглощения электрической энергии в объеме разрядного промежутка.

В работах [6, 7] показано, что в объемных разрядах большой мощности, возбуждаемых электронным пучком, необходимо учитывать влияние собственного магнитного поля тока основного разряда на распределение ионизационных по-