

РЕЗОНАНСНОЕ СВЕЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНО НАГРЕТОГО ПЛОТНОГО ПАРА

Ю.К.Земцов, А.Г.Леонов, А.Ю.Сечин, А.Н.Старостин, Д.И.Чехов**

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092 Троицк, Московская обл., Россия*

**Московский физико-технический институт
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 15 ноября 1996 г.

Экспериментально исследованы спектры теплового свечения плотной неоднородно нагретой резонансной среды (паров натрия) в условиях, когда резонансные поправки к диэлектрической проницаемости не малы по сравнению с единицей, а длина свободного пробега фотона сравнивается с длиной волны излучения. Форма зарегистрированных спектров хорошо согласуется с развитой ранее обобщенной теорией переноса резонансного излучения, предсказывающей их сильную асимметрию. Обсуждаются перспективы постановки более чувствительных измерений для количественной проверки предсказанной теорией аномальной величины интенсивности излучения, выходящего из плотной неоднородной среды, на порядки превышающей величину следующую из стандартной теории переноса резонансного излучения.

PACS: 42.55.Vc, 51.70.+f

В теории переноса резонансного излучения в газах и плазме в последнее время все большее внимание уделяется случаю плотной среды, для которой резонансная поправка к диэлектрической проницаемости плотной среды оказывается немалой по сравнению с единицей. При этом условии стандартная теория переноса резонансного излучения [1,2], развитая для случая низких газовых плотностей, становится неприменимой, поскольку перестает выполняться известный критерий Бибермана [1] ($\epsilon' - 1 \ll 1$, где ϵ' – вещественная часть диэлектрической проницаемости среды: $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$), длина свободного пробега фотона сравнивается с длиной волны излучения, а сам фотон оказывается "плохой" квазичастицей, так как для него перестает выполняться дисперсионное соотношение $(\epsilon')^{1/2}\omega = ck$, где ω – частота фотона, c – скорость света, k – волновой вектор. В [3] была предпринята попытка построить теорию переноса резонансного излучения, свободную от ограничения $\epsilon' - 1 \ll 1$ и справедливую для случая плотной газовой среды. Развитый в [3] подход позволил предсказать существование принципиально новых эффектов, проявляющихся в процессах переноса резонансного излучения в плотных средах. Так, в [3] было показано, что внутри равновесной плотной сильноглощающей среды интенсивность равновесного излучения J_ω может значительно превышать планковскую $J_\omega^{\text{пл.}}$:

$$J_\omega = \frac{\hbar\omega^3 n(\omega)}{4\pi^3 c^2} \frac{\epsilon'}{2} \left(1 + \frac{2}{\pi} \operatorname{arc tg} \frac{\epsilon'}{\epsilon''} + \frac{4\epsilon''}{\epsilon'} \ln \left(\frac{\Gamma}{\omega v_T/c} \right) \right) \equiv J_\omega^{\text{пл.}} \psi(\omega) \epsilon', \quad (1)$$

где $n(\omega)$ – равновесные числа заполнения фотонов, выражаемые формулой Планка: $n(\omega) = (\exp(\hbar\omega/kT))^{-1}$, v_T – тепловая скорость атома. Поскольку при больших плотностях среды N ширина спектральной линии Γ определяется резонансными столкновениями по механизму Власова – Фурсова ($\Gamma \sim N$),

то из-за наличия логарифмического вклада в (1), растущего с увеличением плотности, значение J_ω может превышать $J_\omega^{\text{пл}}$ почти на порядок величины в пределах контура спектральной линии для отстроек $|\omega - \omega_0| \lesssim \Gamma$ (ω_0 – частота резонанса).

Другим важным эффектом, полученным в [3], является зависимость вероятности спонтанного испускания A от свойств плотной среды, которая дается следующим выражением:

$$A \simeq A_0 \text{Re}(\epsilon^{1/2}), \quad (2)$$

где A_0 – вероятность спонтанного излучения в вакууме. Численные расчеты для резонансного дублета натрия показывают, что эта формула обладает хорошей точностью и дает отличие от A_0 примерно в 1.3 раза на "красном" крыле линии и в 0.6 – на "синем", так что различие вероятностей испускания в этих двух случаях в пределах ширины линии составляет более, чем в 2 раза. Отметим, что величина лэмбовского сдвига в среде также определяется величиной $\text{Re}(\epsilon^{1/2})$. Помимо рассмотренного механизма, существенная роль экспоненциального фактора $\exp(-\hbar(\omega - \omega_0)/T)$ в выражениях для коэффициента поглощения и обобщенной спектральной интенсивности объемного спонтанного испускания в случае широких линий, характерных для плотной среды (необходимость его учета была обоснована в [3,4]), еще более усиливает асимметрию линий поглощения и испускания.

Рассмотренные эффекты могут в значительной мере проявиться при наблюдении теплового излучения, выходящего из плотной неоднородно нагретой среды, что позволяет провести опытную проверку изложенной в [3] теории. В данной работе и была сделана попытка экспериментально наблюдать предсказанные в [3] эффекты на примере плотных паров натрия. Отметим, что для D_2 линии натрия при $N \simeq 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$, независимо от плотности паров, $|\epsilon' - 1| \simeq 0.68$, а $\epsilon'' \simeq 1.36$ (см. [3]).

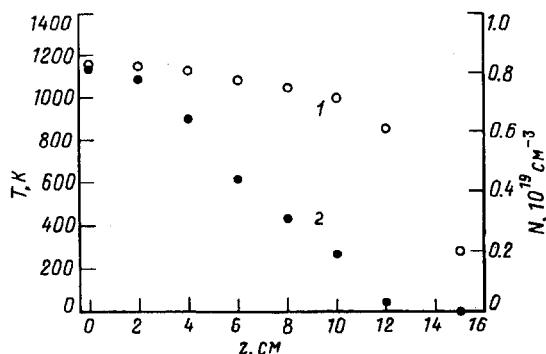


Рис.1. Распределение температуры (1) и плотности (2) по длине тепловой трубы. $z = 0$ соответствует центру трубы

Экспериментальные исследования проводились на установке, состоящей из цилиндрической кюветы типа "тепловой трубы", заполненной парами натрия, и комплекса высокочувствительной регистрирующей аппаратуры. Перед проведением экспериментов кювета (с расстоянием между водоохлаждаемыми фланцами 30 см и внутренним диаметром трубы 2.8 см), содержащая металлический натрий, откачивалась до давления $\sim 10^{-5}$ мм рт.ст., заполнялась инертным газом (аргоном) при давлении 1 атм, а затем нагревалась до температуры $T_u \simeq 1200$ К (в центре кюветы), при которой плотность паров натрия

составляет $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Распределение температуры по длине кюветы $T(z)$, измерявшееся несколькими термопарами, показано на рис.1. Отметим, что при указанной температуре через выходное окно в торце кюветы отчетливо визуально наблюдается желтое свечение паров Na. Это излучение из приосевой зоны трубы системой объективов собиралось на входной щели дифракционного монохроматора. Перед щелью был установлен механический прерыватель, модулирующий входной световой поток с частотой ~ 1000 Гц. За выходной щелью монохроматора располагался фотоэлектронный умножитель, спектральная чувствительность которого калибровалась по эталонной вольфрамовой лампе СИ-8-200. Его сигнал усиливался узкополосным усилителем, а затем поступал на синхронный детектор, постоянное напряжение с которого подавалось на высокоточный аналогово-цифровой преобразователь, подсоединенный к ЭВМ. Спектральное разрешение этой системы оставляло, как правило, 0.5 нм.

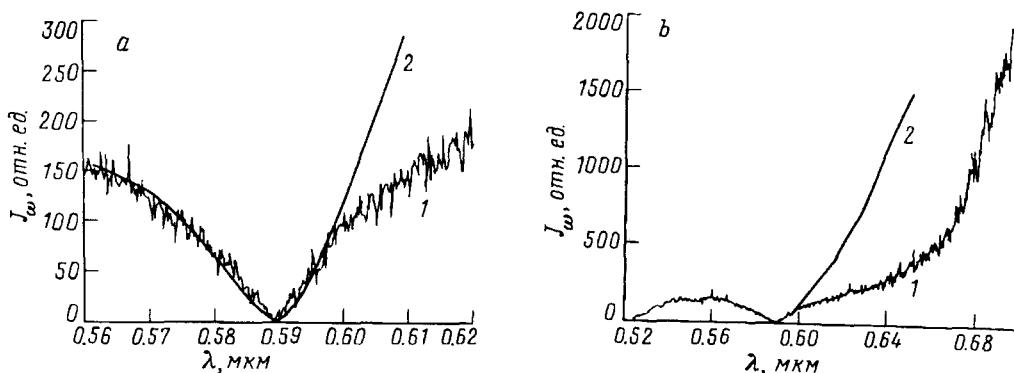


Рис.2. Экспериментально измеренный (1) и теоретически рассчитанный (2) спектры выходящего из тепловой трубы свечения плотных паров натрия для двух разных масштабов спектральной интенсивности излучения

Полученный на описанной установке характерный самообращенный спектр теплового свечения паров натрия в диапазоне длин волн $0.5 \div 0.7 \text{ мкм}$ для двух разных масштабов представлен на рис.2. На этом же рисунке показана и рассчитанная по уравнениям работы [3] теоретическая кривая. Отметим, что, согласно расчетам, в центре слоя спектральная интенсивность излучения для данных экспериментальных условий существенно превышает интенсивность, рассчитанную по стандартной теории переноса (см. рис.3). При численном моделировании предполагалось, что распределение плотности атомов натрия по длине кюветы определяется распределением температуры в соответствии с кривой давления насыщенных паров [5] (см. рис.1). Учитывая высокую плотность паров и буферного газа, а также большое отношение длины кюветы к ее диаметру (~ 10), такое приближение вполне корректно. Поскольку в экспериментах регистрировалась относительная интенсивность свечения, то для сравнения с опытными данными теоретическая кривая на рис.2 нормировалась по интенсивности свечения на коротковолновом крыле измеренного спектра.

Из сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов видно, что теоретическая кривая хорошо описывает опытные данные в области $0.5 \div 0.6 \text{ мкм}$. Расхождение же при больших длинах волн связано, по-видимому,

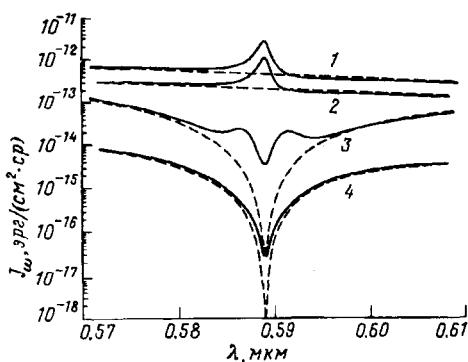


Рис.3. Рассчитанные по обобщенной теории переноса [3] (сплошные линии) и по стандартной теории (пунктир) спектры излучения плотных паров натрия: 1, 2 – спектральная интенсивность излучения в центре слоя, 3, 4 – спектральная интенсивность на выходе из него; 2, 4 – для условий данного эксперимента; 1, 3 – для $l = 1$ см, $T_u = 1200$ К, $T_0 = 600$ К

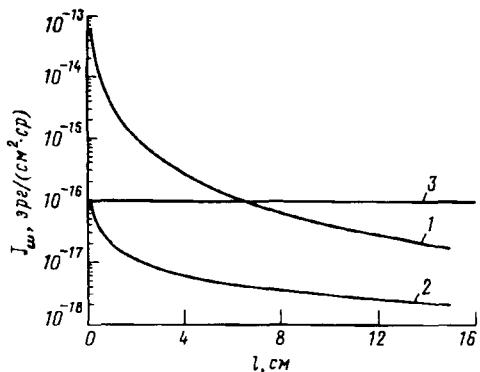


Рис.4. Зависимость спектральной интенсивности излучения (в условиях точного резонанса), выходящего из слоя неоднородно нагретых паров от его толщины l для параболического профиля $T(z)$ при $T_u = 1200$ К и $T_0 = 600$ К: 1 – расчет по обобщенной теории переноса [3], 2 – расчет по стандартной теории, 3 – оценочный уровень чувствительности регистрирующей аппаратуры в данных экспериментах

с неучтеным в расчетах влиянием излучения и поглощения на электронно-колебательных переходах молекулярного натрия Na_2 , который в достаточно большом количестве (порядка нескольких процентов от плотности атомарного натрия) присутствует в объеме кюветы.

Наиболее существенным моментом, проявившимся и в теории, и в эксперименте, является сильная асимметрия спектра теплового излучения резонансной среды, которая не может быть получена в стандартной теории переноса. Количественно проверить другой предсказываемый эффект – значительное превышение выходящей интенсивности в центре линии по сравнению с величиной, следующей из стандартной теории – в данной редакции эксперимента затруднено недостаточной чувствительностью регистрирующей аппаратуры, поскольку рассчитанная по теории [3] величина покидающего резонансную среду потока излучения в центре самообращенного провала остается крайне низкой. Тем не менее, как показали расчеты, существенного увеличения интенсивности свечения, выходящего из плотной резонансной среды, можно ожидать при уменьшении (на порядок и более) длины столба паров и, соответственно, оптической толщины резонансной среды τ , что, однако, связано со значительными техническими трудностями. Так, на рис.4 представлены зависимости спектральной интенсивности свечения плоского слоя плотных неоднородно нагретых паров натрия от его толщины l , рассчитанные по теории [3] (кривая 1) и по стандартной теории переноса резонансного излучения (кривая 2). При этом полагалось, что распределение температуры по толщине слоя имеет параболическую форму, спадая от $T_u(z = 0) = 1200$ К в центре слоя до $T_0(z = l) = 600$ К на его границе. Из приведенных данных следует, что при уменьшении l интенсивность свечения в центре линии быстро растет, причем разрыв между стандартной теорией и теорией [3] значительно усиливается.

Отметим, что абсолютная чувствительность регистрирующей аппаратуры в наших экспериментах по оценкам составляет $\sim 10^{-16}$ эрг/см²·ср (ее уровень на рис.4 отмечен линией 3).

Кроме того, при сокращении τ , в спектре центральной области самообращенного провала возникают характерные особенности в виде немонотонной зависимости интенсивности от отстройки, являющиеся отражением спектральных свойств излучения в центральной области паров (см. рис.3, на котором представлены расчетные зависимости спектральной интенсивности излучения в центре слоя и выходящей интенсивности для $l = 1$ см и параболического профиля температуры с $T_u = 1200$ К и $T_0 = 600$ К). При больших же длинах резонансной среды эти особенности сильно сглаживаются из-за большого поглощения (ср. сплошные кривые 3 и 4 на рис.3). Однако следует подчеркнуть, что для наблюдения рассмотренных эффектов из-за необходимости исключить отражение на границе раздела принципиальным является наличие достаточно плавного градиента плотности, и поэтому они не могут быть обнаружены в кюветах, в которых создается тонкий однородный слой резонансной среды с резкой границей.

В заключение отметим, что эффект заметного превышения интенсивности излучения внутри нагретой среды над планковской может быть использован для резонансной накачки малой примеси, частота резонансного перехода которой близка к резонансной частоте основного компонента среды, что может быть реализовано не только в парах, но и, например, в плазме многозарядных ионов (для повышения эффективности накачки рентгеновских лазеров с фоторезонансным возбуждением).

Авторы выражают благодарность А.В.Бражникову и А.А.Руденко за помощь в экспериментах. Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17390) и Международного научно-технического центра (проект 076/95).

-
1. Л.М.Либерман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, М.: Наука, 1982.
 2. Л.А.Апресян, Ю.А.Кравцов, *Теория переноса излучения*, М.: Наука, 1983.
 3. Ю.К.Земцов, А.Ю.Сечин, А.Н.Старостин, *ЖЭТФ* **110**, в.5, (1996).
 4. Ю.К.Земцов, А.Н.Старостин, *ЖЭТФ* **103**, 345 (1993).
 5. *Физические величины*, М.: Энергоатомиздат, 1986.