

ВЛИЯНИЕ ПЛЕНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СООТНОШЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КОМПОНЕНТОВ РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ С ОБЩИМ ВЕРХНИМ УРОВНЕМ

Н. Г. Преображенский и А. Е. Суворов

Исследуется зависимость отношения η интегральных интенсивностей двух компонентов сверхтонкой структуры резонансной линии от оптической толщины слоя k_0L и условий возбуждения, когда оба компонента имеют общий верхний уровень. Для величины η получены оценочные формулы, а также выполнен численный расчет по методу Монте-Карло, соответствующий высвечиванию из осесимметричного разряда резонансной линии Tl $\lambda=377.6$ нм. Прослежен процесс инверсии зависимости $\eta(k_0L)$ при наличии значительных градиентов плотности возбужденных атомов.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к расчетам характеристик спектральных линий при учете их сверхтонкой структуры (СТС) в условиях пленения излучения [1-3]. В частности, такие расчеты оказались необходимыми для выяснения особенностей явления «вымораживания» СТС основного состояния атомов в газовом разряде, обнаруженного в [3], и интерпретации аномалий в соотношениях интегральных интенсивностей компонентов СТС с общим верхним уровнем [4-5].

Рассмотрим простой случай, когда резонансная линия излучается неоднородной осесимметричной оптически плотной плазмой. Будем считать, что СТС этой линии представлена всего двумя компонентами, обязанными расщеплению нижнего уровня. Пусть в условиях, когда слой плазмы оптически прозрачен, отношение интегральных интенсивностей «сильного» компонента (α) к «слабому» (β), определенное соответствующими силами осцилляторов, известно и равно $\eta = \eta_0 > 1$. Примем также, что частотный профиль коэффициента поглощения каждого компонента фойгтовский, но центральная часть профиля близка к гауссову распределению, т. е. параметр Фойгта мал: $a \ll 1$. Отметим, что для типичных условий газового разряда при небольших давлениях последнее допущение вполне оправдано [6].

Как будет вести себя отношение η по мере роста оптической толщины, а также с возрастанием градиента плотности возбужденных состояний (иначе — с увеличением степени неоднородности слоя)?

Детальному расчету полезно предпослать простые и наглядные оценки. Рассмотрим в одномерной постановке задачу о высвечивании плоскопараллельного слоя толщиной $2L$ и неоднородного по координате x . Пусть $n(x)$ — плотность возбужденных атомов, а $E_\alpha(x)$ и $E_\beta(x)$ — усредненные по углам вероятности вылета квантов из точки x за пределы слоя для каждого из компонентов линии. Тогда

$$\eta = \eta_0 \int_{-L}^L E_\alpha(x) n(x) dx \bigg/ \int_{-L}^L E_\beta(x) n(x) dx. \quad (1)$$

Получим оценочную формулу для $E(x)$. Вероятность T прохождения квантом расстояния ρ без единого акта поглощения есть

$$T(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(u) \exp[-k(u)\rho] du, \quad (2)$$

где u — частота, отсчитываемая от центра компонента, ε и k — коэффициенты испускания и поглощения, причем для дальнейшего обозначим: $k(u=0) = k_0$. Произведем преобразование Лапласа функции $T(\rho)$

$$\tilde{T}(\lambda) = \int_0^{\infty} \exp(-\lambda\rho) T(\rho) d\rho = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon(u) du}{k(u) + \lambda} \quad (3)$$

и ограничимся для оценок случаем $k_0\rho \gg 1$,¹ а также общепринятым приближением $\varepsilon(u) \sim k(u)$. Тогда из вида подынтегрального выражения (3) с учетом близости $k(u)$ к доплеровскому профилю следует, что с хорошей точностью

$$\tilde{T}(\lambda) \approx \tilde{u}(k_0/\lambda) \approx [\ln(k_0/\lambda)]^{1/2} \quad (4)$$

[«граничная» частота \tilde{u} находится из условия $k(\tilde{u}) = \lambda$].

Совершим обратное преобразование Лапласа

$$T(\rho) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \exp(\lambda\rho) \tilde{T}(\lambda) d\lambda, \quad (5)$$

учитывая особенность в точке $\lambda=0$. При этом контур интегрирования в (5) следует «развернуть» таким образом, чтобы он начинался и кончался в $-\infty$, обходя особую точку против часовой стрелки. В результате получим

$$T(\rho) \approx -(k_0\rho)^{-1} \operatorname{Im} \tilde{u}(-k_0\rho) \approx \frac{1}{k_0\rho (\ln k_0\rho)^{1/2}}. \quad (6)$$

Наконец, выполняя усреднение по углам, согласно [7], находим

$$E(x) \approx \frac{1}{k_0 L (\pi \ln k_0 L)^{1/2}} \cdot \frac{1}{1 - (x/L)^2}. \quad (7)$$

Отметим, что систематическая погрешность оценочной формулы (7) равна $(\ln k_0 L)^{-1}$, и поэтому погрешность отношения в (1) составит $(\ln k_0 L)^{-2}$.

Возвращаясь к формуле (1), рассмотрим два случая распределения плотности возбужденных атомов.

1) $n(x) = n_0$. При формальной подстановке (7) в (1) возникает логарифмическая расходимость, связанная с тем, что формула (7) неприменима вблизи границ слоя. Правильную оценку, однако, нетрудно получить, «обрезая» интегралы на расстоянии k_0^{-1} от плоскостей. Это дает

$$\eta \approx 1 + \frac{\ln \eta_0}{2 \ln k_0 L}. \quad (8)$$

2) $n(x) = n_0 [1 - (x/L)^2]$. В данном случае выражение для η получается немедленно

$$\eta \approx 1 - \frac{\ln \eta_0}{2 \ln k_0 L}. \quad (9)$$

Таким образом, с ростом оптической толщины слоя $k_0 L$ отношение интенсивностей $\eta \rightarrow 1$, однако в случае однородного слоя величина η уменьшается монотонно, а в случае неоднородного слоя следует ожидать

¹ Фактически эти оценки справедливы, начиная со значений $k_0\rho \approx 3 \div 5$.

инверсии отношения η , достижения им минимума при сравнительно умеренных значениях k_0L (тем более глубокого, чем больше η_0) и последующего возрастания до значения $\eta=1$.

Более полное представление о поведении величины η в зависимости от параметра Фойгта a , параметра, характеризующего функцию источника, и оптической толщины k_0L можно составить с помощью обобщенных «кривых роста», изучавшихся в [8]. В частности, при небольших значениях a и заметных градиентах плотности возбужденных атомов примерно в интервале $3 \leq k_0L \leq 15$ образуется участок, на котором приросту k_0L отвечает уменьшение эквивалентной ширины линии. Ясно, что прохождению этого участка как раз и должны соответствовать значения $\eta < 1$.

Отметим еще, что по условиям конкретного эксперимента зачастую регистрируются отношения интенсивностей компонентов СТС, для которых не выполнено условие полного частотного интегрирования, т. е. $-u_1 \leq u \leq u_1$, где интервал $2u_1$ заведомо не охватывает крыльев профиля.

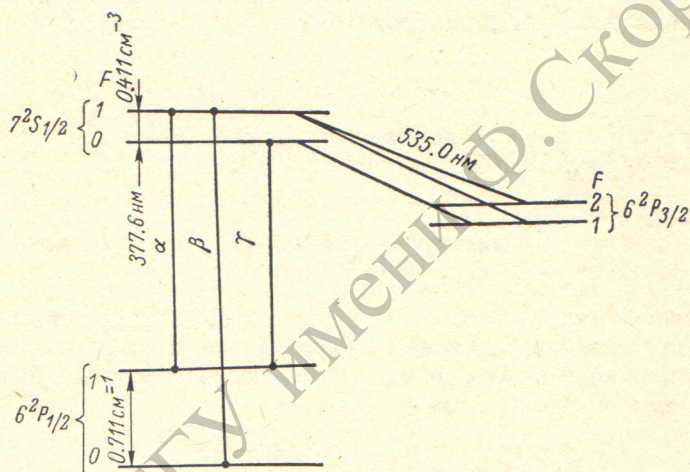


Рис. 1. Компоненты сверхтонкой структуры трех нижних термов атома таллия.

Эта ситуация подробно разобрана в [9], причем применительно к нашей задаче она может выражаться в еще более сильном углублении минимума для зависимости $\eta(k_0L)$.

В связи с экспериментами [3-5], относящимися к СТС атома таллия (см. схему трех нижних термов на рис. 1), представляло интерес более детально и конкретно проследить за изменением зависимости $\eta(k_0L)$ при различных условиях возбуждения паров таллия в разряде. Задача решалась методом Монте—Карло, причем «разыгрывалось» 10^5 траекторий фотонов, соответствующих компонентам СТС резонансной линии П1 $\lambda=377.6$ нм. При этом, как показывает анализ погрешностей расчета, точность вычислений отношения η оказывается не хуже $5 \div 8\%$.

Реализация алгоритма Монте—Карло связана с фиксацией точек внутри объема разрядной осесимметричной трубки, определяемых трехмерным $r(x, y, z)$ и двумерным $s(x, y)$ векторами. Вводилась нормированная на единицу вероятность возбуждения $\varphi(s)$, причем рассматривались три случая:

а) возбуждение однородное — $\varphi(s) = \text{const}$;

б) возбуждение по диффузионной модели Шоттки — $\varphi(s) \sim J_0\left(2.4 \frac{s}{R}\right)$,

J_0 — функция Бесселя, R — радиус трубки;

в) шнуровое возбуждение — $\varphi(s) = \delta(s)$.

Расчет производился по следующей пятиблочной схеме.

1. Учет появления возбужденного атома ($F=1$) в точке r , причем координата s определяется по соответствующей вероятности $\varphi(s)$, а координата z произвольна.

2. Определение излучательного канала на основании трех имеющихся возможностей (компоненты α , β и переход на уровень $6^2P_{3/2}$) согласно известному соотношению вероятностей испускания. При этом предполагается, что квант, соответствующий переходу $7^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ ($\lambda = 535$ нм), выходит из объема беспрепятственно и этот случай вновь возвращает нас к п. 1.

3. Расчет направления Ω испускания кванта и его частоты u . Излучение считается изотропным, а частота u смещенной относительно u_0 в соответствии с эффектом Доплера и вкладом столкновительного уширения.

4. Определение точки поглощения кванта $r' = r + \Omega l$, где l рассчитывается по закону Бугера ($I \sim \exp[-k(u)l]$), коэффициент поглощения принимается доплеровским либо фойгтовским, а значение коэффициента поглощения для центра линии u_0 различно для каждого из компонентов СТС.

Если точка r' оказывается внутри объема, возвращаемся к п. 2, если вне объема — к п. 5.

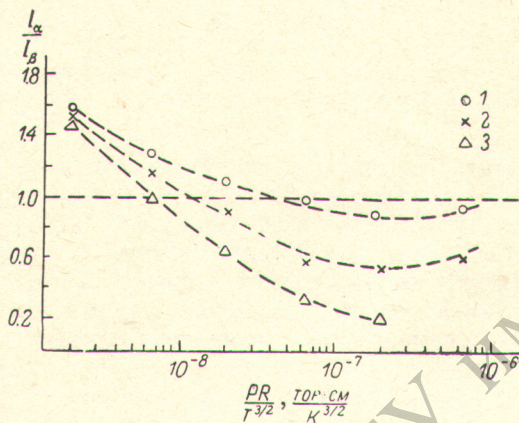


Рис. 2. Зависимость отношения η от оптической толщины слоя при различных условиях возбуждения ($a=0$).

1 — $\varphi(s) = \text{const}$, 2 — $\varphi(s) \sim J_0(2.4s/R)$, 3 — $\varphi(s) = \delta(s)$.

5. Добавление единицы к одному из двух предыдущих чисел вышедших фотонов, которые пропорциональны интегральным интенсивностям компонентов α и β . Расчет отношения $\eta(k_0L)$ и возврат к п. 1.

Результаты расчета (случай $a=0$) демонстрирует рис. 2, на котором по оси абсцисс отложена величина $PR T^{-3/2}$, пропорциональная оптической толщине слоя (P и T — давление и температура паров П1 в разрядной трубке). Видно, что в условиях сильно неоднородного возбуждения возможна весьма значительная инверсия отношения η за счет пленения излучения в разряде. Разумеется, было бы ошибкой связывать это явление с инверсией населенностей подуровней СТС состояния $6^2P_{1/2}$, как это было сделано в работах [5]. Что же касается согласования факта инверсии η с гипотезой о «вымораживании» линии СТС $\lambda = 377.6$ нм, то оно вполне допустимо, поскольку радиоспектроскопический эксперимент позволил оценить избыточную населенность подуровня $F=0$ по отношению к подуровню $F=1$ всего в 10% (в температурах это соответствует тем не менее «вымораживанию» до 10 К). В наших расчетах населенности подуровней $F=0$ и $F=1$ не различались, однако суммарная систематическая погрешность, обязанная самому методу при заданном числе «разыгрываемых» фотонов, неопределенности в знании параметра Фойгта и неполному интегрированию в крыльях компонентов, могла быть более существенной, чем вклад от явления «вымораживания» как такового.

Авторы признательны Е. Б. Александрову и М. П. Чайке за интересные обсуждения и ценные замечания, связанные с постановкой задачи.

Литература

- [1] М. П. Чайка. Опт. и спектр., 40, 628, 1976.
- [2] Б. З. Тамбовцев. В сб.: Диагностика плазмы по контурам спектральных линий, 14. Петрозаводск, 1977.
- [3] Е. Б. Александров, Н. Н. Якобсон. Письма ЖЭТФ, 26, 463, 1977.
- [4] S. Frisch. Zs. Phys., 68, 758, 1931.
- [5] Ю. Н. Туркин. Опт. и спектр., 2, 290, 1957; 7, 10, 1959.
- [6] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. ГИФМЛ, М.—Л., 1963.
- [7] T. Holstein. Phys. Rev., 72, 1212, 1947; 82, 1159, 1951.
- [8] Н. Г. Преображенский. Спектроскопия оптически плотной плазмы. «Наука», Новосибирск, 1971.
- [9] Н. Г. Преображенский. ДАН СССР, 140, 801, 1961.

Поступило в Редакцию 4 июля 1978 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ