

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

III. ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

В. Н. Ребане и Т. К. Ребане

Для описания релаксации матрицы плотности ансамбля возбужденных атомов под действием столкновений предлагается теория возмущений, основанная на разложении матрицы плотности в ряд по степеням давления. Наряду с точным формальным решением задачи рассматриваются подробно нулевой и первый порядки теории возмущений. С помощью графической техники сложения моментов получены компактные выражения для необходимых матричных элементов и установлен целый ряд правил отбора. Задача запрограммирована для ЭВМ для всех $j \leq 2$ и $i \leq 9/2$. Расчеты деполяризации широкой линии, произведенные для Tl, Rb и Cs, удовлетворительно согласуются с точными расчетами и имеющимися опытными данными. Применение теории возмущений позволяет определить роль релаксации различных электронных мультипольных моментов в деполяризации флуоресценции при наличии сверхтонкой структуры.

В первой части данной работы [1] излагалась теория релаксации матрицы плотности возбужденного ансамбля атомов при наличии сверхтонкой структуры (СТС). Во второй части [2] было дано приложение теории к деполяризации флуоресценции $6^2D_{3/2}$ -состояния атома таллия на основе точного решения кинетических уравнений для матрицы плотности. С ростом электронного момента количества движения j и ядерного спина i точное решение системы уравнений для элементов матрицы плотности становится весьма трудоемкой задачей. Поэтому представляют интерес также приближенные методы. Здесь излагается метод теории возмущений, основанный на разложении матрицы плотности в ряд по степеням давления, и даются примеры его применения.

В стационарном режиме матрица плотности σ возбужденного ансамбля атомов определяется уравнением

$$(R + C - \Gamma)\sigma + N = 0. \quad (1)$$

Матрица Γ описывает процессы дезактивации данного возбужденного состояния. Она кратна единичной матрице, ее диагональные элементы обозначим через Γ_0 . Матрица СТС обозначена через C , матрица релаксации через R , а матрица «накачки», описывающая способ заселения данного состояния, через N .

Элементы матрицы R пропорциональны давлению, а ее собственные значения в рассматриваемой нами модели разрыва СТС во время столкновений [1] равны $-\gamma^x$, где неотрицательные величины γ^x суть постоянные релаксации электронных мультипольных моментов ($x=0, 1, 2, \dots, 2j$).

Давление постороннего газа предположим достаточно низким, чтобы матрица R могла считаться малым возмущением. Матрицу плотности разложим в ряд по степеням давления

$$\sigma = \sigma^{(0)} + \sigma^{(1)} + \dots \quad (2)$$

Верхний индекс в скобках будет обозначать порядок малости рассматриваемой величины относительно давления. Подстановка (2) в (1) дает бесконечную цепочку уравнений

$$(C - \Gamma) \sigma^{(k+1)} + R \sigma^{(k)} = 0 \quad (k \geq 0). \quad (3)$$

Матрица $\sigma^{(0)}$ удовлетворяет уравнению

$$(C - \Gamma) \sigma^{(0)} + N = 0. \quad (4)$$

Из (3) и (4) находим

$$\sigma^{(k)} = [(C - \Gamma)^{-1} R]^k (\Gamma - C)^{-1} N. \quad (5)$$

Эта формула верна при всех $k \geq 0$. Для первых двух членов разложения матрицы плотности имеем, в частности,

$$\sigma^{(0)} = (\Gamma - C)^{-1} N, \quad (6)$$

$$\sigma^{(1)} = (\Gamma - C)^{-1} R (\Gamma - C)^{-1} N. \quad (7)$$

За основу дальнейшего рассмотрения примем (x, q, μ, μ_1) -представление (x и q — индексы электронного мультипольного момента, а μ и μ_1 — проекции ядерного спина). В этом представлении матрица релаксации диагональна

$$\langle x_1 q_1 \mu_2 \mu_3 | R | x q \mu \mu_1 \rangle = -\gamma_{x_1 x}^{\delta} \delta_{q_1 q}^{\delta} \delta_{\mu_2 \mu}^{\delta} \delta_{\mu_3 \mu_1}^{\delta}. \quad (8)$$

Матрица $(\Gamma - C)^{-1}$ диагональна в (F, F_1, M, M_1) -представлении

$$\langle F_2 F_3 M_2 M_3 | (\Gamma - C)^{-1} | F F_1 M M_1 \rangle = \frac{\delta_{F_2 F}^{\delta} \delta_{F_3 F_1}^{\delta} \delta_{M_2 M}^{\delta} \delta_{M_3 M_1}^{\delta}}{\Gamma_0 + i \omega_{F_1 F}}. \quad (9)$$

Введено обозначение $\omega_{F_1 F} = (E_{F_1} - E_F)/\hbar$, где E_F — энергия уровня СТС F . Элементы матрицы плотности в (x, q, μ, μ_1) - и в (F, F_1, M, M_1) -представлениях связаны равенством

$$\rho_{q, \mu, \mu_1}^x = \sum_{m m_1 F F_1 M M_1} (-1)^{j-m_1} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_1 & M_1 \end{bmatrix} \sigma_{M M_1}^{F F_1}. \quad (10)$$

Из двух последних формул легко найти матрицу $(\Gamma - C)^{-1}$ в (x, q, μ, μ_1) -представлении

$$\langle x_1 q_1 \mu_2 \mu_3 | (\Gamma - C)^{-1} | x q \mu \mu_1 \rangle = \sum_{\substack{m m_1 m_2 m_3 \\ F_1 F_2 M M_1}} \frac{(-1)^{m_1 - m_3}}{(\Gamma_0 + i \omega_{F_1 F})} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_1 & M_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & x_1 \\ m_2 & -m_3 & q_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m_2 & \mu_2 & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_3 & \mu_3 & M_1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Будем считать, что возбуждение флуоресценции производится широкой линией, равномерно охватывающей всю СТС как основного, так и возбужденного электронного состояния, и что интенсивность возбуждения достаточно мала, чтобы матрицу плотности основного состояния можно было считать кратной единичной матрице. В этом случае матрица накачки имеет вид

$$N_{q, \mu, \mu_1}^x = N_{q, \mu, \mu_1}^{\delta}. \quad (12)$$

С учетом формулы (5) можно вычислить вклад произвольного порядка теории возмущений в матрицу плотности: для этого достаточно составить соответствующее произведение матриц (11), (8) и (12).

В качестве приложения метода вычислим деполаризацию «широкой» линии, испускаемой при переходах со всех уровней СТС возбужденного электронного состояния j на все уровни СТС основного состояния j_0 . Ограничимся нулевым и первым порядком теории возмущений. В § 6

части I было показано, что степени поляризации широкой линии определяются величинами

$$\rho_q^x = \sum_{\mu} \rho_{q, \mu}^x, \quad (13)$$

т. е. средними значениями по возбужденному ансамблю атомов от компонент электронных сферических тензоров первого ранга ($x=1$, круговая поляризация) и второго ранга ($x=2$, линейная поляризация). Непосредственное перемножение матриц дает следующее выражение для вклада нулевого порядка теории возмущений в величину ρ_q^x :

$$\rho_q^{x(0)} = \sum_{\substack{x_0 q_0 \\ FF_1}} \frac{N_{q_0}^{x_0}}{(\Gamma_0 + i\omega_{F_1 F})} \sum_{\substack{\mu \mu_0 \\ m m_1 \\ m_2 m_3 \\ MM_1}} (-1)^{m_1 - m_3} \begin{bmatrix} j & j & x_0 \\ m & -m_1 & q_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu_0 & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_0 & M_1 \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} j & j & x \\ m_2 & -m_3 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m_2 & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_3 & \mu & M_1 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Внутренняя сумма в правой части изображается (после приведения к стандартному виду) графиком, имеющим два открытых конца (x и x_0 , рис. 1, а). Отсюда следует правило отбора: $x_0 = x$, $q_0 = q$, означающее, что в данный тип поляризации широкой линии (x, q) вносит вклад только соответствующая этому типу поляризации составляющая матрицы накачки (N_q^x). Учитывая найденное правило отбора и произведя добавочное суммирование по индексу q (для компенсации введем множитель $(2x+1)^{-1}$), находим

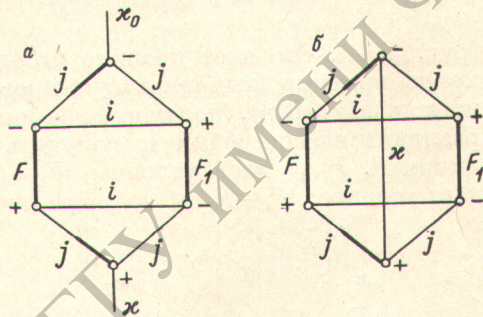


Рис. 1.

$$\rho_q^{x(0)} = \frac{N_q^x}{(2x+1)} \sum_{FF_1} \frac{1}{(\Gamma_0 + i\omega_{F_1 F})} \sum_{\substack{\text{По всем нижним} \\ \text{индексам}}} (-1)^{m_1 - m_3} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu_0 & M \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_0 & M_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m_2 & -m_3 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m_2 & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m_3 & \mu & M_1 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Внутренняя сумма изображается теперь графиком 1, б. Разрез этого графика по линиям F, F_1 и x дает правило отбора: $|F_1 - F| \leq x$. Замкнув разрезанные части графика коэффициентом Клебша—Гордана, приходим к графику, распадающемуся на произведение графиков двух одинаковых $6j$ -символов (рис. 2).

Окончательное выражение для вклада нулевого порядка теории возмущений имеет вид

$$\rho_q^{x(0)} = N_q^x \sum_{FF_1} \frac{(2F+1)(2F_1+1)}{(\Gamma_0 + i\omega_{F_1 F})} \begin{Bmatrix} x & F & F_1 \\ i & j & j \end{Bmatrix}^2. \quad (16)$$

Путем перемножения матриц вычисляется также вклад первого порядка теории возмущений

$$\rho_q^{x(1)} = - \sum_{x_0 q_0} N_{q_0}^{x_0} \sum_{\substack{x_1 q_1 \\ FF_1 F_2 F_3}} \frac{\gamma^{x_1}}{(\Gamma_0 + i\omega_{F_3 F_2})(\Gamma_0 + i\omega_{F_1 F})} S. \quad (17)$$

Через S обозначена сумма произведений двенадцати коэффициентов Клебша—Гордана

$$S = \sum (-1)^{m_1 - m_3 + m_5 - m_7} \begin{bmatrix} j & j & \kappa_1 \\ m & -m_1 & q_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu_2 & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_3 & M_1 \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} j & j & \kappa \\ m_2 & -m_3 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m_2 & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_3 & \mu & M_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & \kappa_0 \\ m_4 & -m_5 & q_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_2 \\ m_4 & \mu_0 & M_2 \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} j & i & F_3 \\ m_5 & \mu_0 & M_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & \kappa_1 \\ m_6 & -m_7 & q_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_2 \\ m_6 & \mu_2 & M_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_3 \\ m_7 & \mu_3 & M_3 \end{bmatrix}. \quad (18)$$

Суммирование производится по всем нижним индексам, кроме q и q_0 . Поэтому сумме S соответствует график с двумя открытыми концами

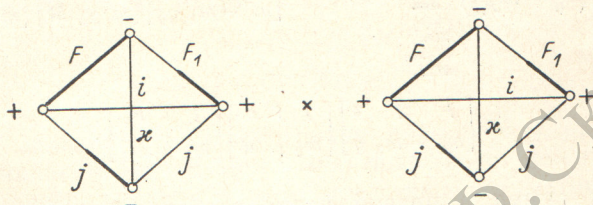


Рис. 2.

(рис. 3, а). Это дает правило отбора: $\kappa_0 = \kappa$, $q_0 = q$. Замкнув свободные концы графика (выполнив суммирование и внося компенсирующий множитель $(2\kappa+1)^{-1}$), получаем график 3, б. Последний можно разрезать различными способами и получить ряд правил отбора. Разрез через линии F, F_1, κ дает условие: $|F_1 - F| \leq \kappa$; разрез через линии F_2, F_3, κ дает условие: $|F_3 - F_2| \leq \kappa$; разрез через линии F, F_1, F_2, F_3 дает условие:

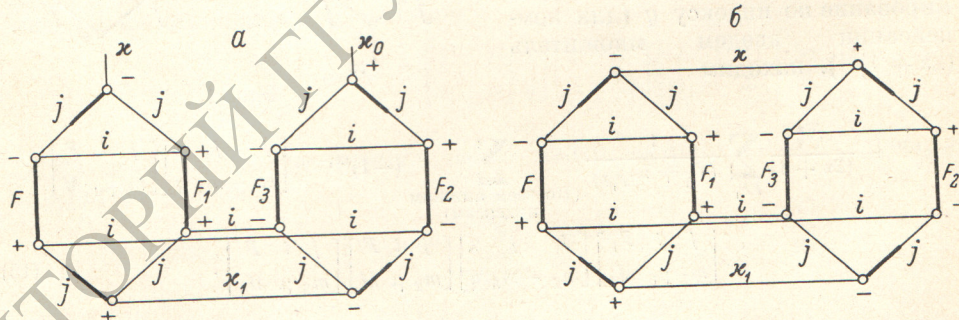


Рис. 3.

ни одна из величин F, F_1, F_2, F_3 не должна превосходить сумму трех остальных; разрез через линии κ, κ_1, i и i дает условие: $|\kappa_1 - \kappa| \leq 2i$. Сумма S может отличаться от нуля только при одновременном выполнении всех перечисленных условий.

Вырезая из графика 3, б замкнутые треугольники (разрезы по линиям F, F_1 и κ , в одном случае, и по линиям F_2, F_3 и κ — в другом) и замкнув образовавшиеся свободные концы коэффициентами Клебша—Гордана, приводим график к виду, изображенному на рис. 4. Это означает, что величина S распадается на произведение двух $6j$ -символов и одного $12j$ -символа второго рода

$$S = (2\kappa_1 + 1) (2F + 1) (2F_1 + 1) (2F_2 + 1) (2F_3 + 1) \times \\ \times \begin{Bmatrix} j & \kappa & j \\ F & i & F_1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & \kappa & j \\ F_2 & i & F_3 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & F_2 & F \\ j & F_3 & j & F_1 \\ \kappa_1 & i & i & \kappa \end{Bmatrix}. \quad (19)$$

Найденные выражения для $\rho_q^{x(0)}$ и $\rho_q^{x(1)}$ были запрограммированы для ЭВМ как в случае круговой ($\chi=1$), так и линейной ($\chi=2$) поляризации. Расчеты производились для возбужденных электронных состояний с $j=3/2$ различных атомов с ядерными спинами $i=1/2, 3/2, 5/2$ и $7/2$. Рассматривались конкретные примеры, перечисленные в табл. 1.

Таблица 1

Значения постоянных сверхтонкой структуры и времен жизни ($\tau=1/\Gamma_0$) возбужденных состояний атомов

Спин ядра	Атом	Электронное состояние	Постоянная магнитной СТС А, Мгц	Постоянная квадрупольной СТС В, Мгц	Время жизни τ (10^{-9} сек.)	Литература
1/2	Tl ²⁰³	6 ² D _{3/2}	42.2	0	6.5	[4, 5]
3/2	Rb ⁸⁷	5 ² P _{3/2}	84.852	12.61	28.2	[6, 7]
5/2	Rb ⁸⁵	5 ² P _{3/2}	25.029	26.032	28.2	[6, 7]
7/2	Cs ¹³³	6 ² P _{3/2}	50.9	-0.9	28	[8]

В основу были положены значения электронных постоянных релаксации γ^x , вычисленные (при $j=3/2$) в работе [3] по методу прицельного параметра в предположении дисперсионного взаимодействия: $\gamma^1=0.92$ нвс, $\gamma^2=1.14$ нвс, $\gamma^3=1.01$ нвс, $\gamma^0=0$ (влиянием столкновений на общее затухание возбужденного состояния пренебрегается). Обозначения: n —

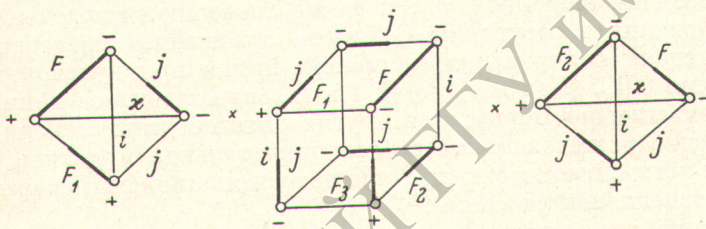


Рис. 4.

число атомов постороннего инертного газа в см³, v — средняя относительная скорость; величина s имеет размерность площади и определяется анизотропией дисперсионного взаимодействия возбужденного атома с атомом инертного газа

$$s = 0.6\Gamma (1.8) [24\pi^4 (\Delta C/\hbar v)^2]^{1/2}. \quad (20)$$

Здесь ΔC есть разность постоянных диполь-дипольного дисперсионного взаимодействия в случаях, когда абсолютное значение проекции момента j на линию, соединяющую сталкивающиеся атомы, равна $1/2$ или $3/2$.

Результаты расчетов приведены в табл. 2. Для круговой и линейной поляризации (соответственно $\chi=1$ или 2) широкой линии в графе «деполяризация» даны величины β^x , определенные согласно формуле

$$\beta^x \equiv -\rho^{x(1)}/(u\rho^{x(0)}). \quad (21)$$

Вместо давления введен безразмерный параметр $u=nvs/\Gamma_0$. Знание величин β^x позволяет вычислить зависимость степеней поляризации \mathcal{P}^x от давления в области низких давлений, так как имеет место

$$\mathcal{P}^x(u) = \mathcal{P}^x(0) (1 - \beta^x u) + (\text{члены порядка } u^2 \text{ и выше}). \quad (22)$$

Таблица 2

Деполяризация широкой линии в первом порядке теории
возмущений по давлению

Атом и электронное состояние	Круговая поляризация ($\kappa = 1$)					Линейная поляризация ($\kappa = 2$)					Отношение сечений деполаризации $\sigma_{\text{лин.}}/\sigma_{\text{круг.}}$
	деполяризация				нулевая поляризация	деполяризация				нулевая поляризация	
	β^1	β_1^1	β_2^1	β_3^1		β^2	β_1^2	β_2^2	β_3^2		
$\text{Tl}^{203}_{62}D_{3/2}$	0.839	0.805	0.034	0	0.885	0.987	0.202	0.699	0.086	0.654	1.176
$\text{Rb}^{87}_{52}P_{3/2}$	0.459	0.460	-0.001	0	0.501	0.777	0.175	0.519	0.083	0.270	1.693
$\text{Rb}^{85}_{52}P_{3/2}$	0.558	0.490	0.055	0.014	0.409	0.922	0.296	0.553	0.073	0.237	1.652
$\text{Cs}^{133}_{62}P_{3/2}$	0.698	0.615	0.074	0.009	0.371	1.019	0.285	0.628	0.106	0.219	1.460

Величины β^{κ} определяют эффективные сечения деполаризации в пределе низких давлений

$$\sigma_{\text{к.т.г.}} = \beta^1 s, \quad \sigma_{\text{лин.}} = \beta^2 s. \quad (23)$$

Наряду с суммарной величиной β^{κ} , характеризующей в первом приближении теории возмущений деполаризацию, в графе «деполяризация» приведены также «парциальные» величины $\beta_{\kappa_1}^{\kappa}$, т. е. вклады релаксации отдельных электронных мультипольных моментов ($\kappa_1 = 1, 2, 3$) в величину β^{κ} . Величины $\beta_{\kappa_1}^{\kappa}$ пропорциональны соответствующим постоянным релаксации γ^{κ_1} , а их сумма равна β^{κ} .

В графе «нулевая поляризация» дано отношение вычисленной в нулевом приближении величины $\rho^{(0)}$ к ее же значению, вычисленному при нулевом давлении в отсутствие СТС. Это отношение характеризует понижение степени поляризации «широкой» линии при нулевом давлении из-за наличия СТС. (Как и в частях I и II, мы пользуемся понятием степени поляризации по Борну; при других определениях степени поляризации, нередко встречающихся в экспериментальной практике, картина релаксации когерентности маскируется непостоянством знаменателя в формуле для степени поляризации).

В последней графе табл. 2 приведено отношение эффективных сечений деполаризации $\sigma_{\text{лин.}}/\sigma_{\text{круг.}}$, совпадающее с отношением β^2/β^1 . Так как мы ограничились первым порядком теории возмущений, то все результаты пригодны лишь при низких давлениях.

Подчеркнем, что произведенные по теории возмущений расчеты дают наглядное представление о роли релаксации электронных мультипольных моментов порядка κ_1 в разрушении поляризации типа κ . Из табл. 2 видно, что среди «парциальных» величин $\beta_{\kappa_1}^{\kappa}$ наибольшими являются $\beta_{\kappa_1}^{\kappa}$; это означает, что при наличии СТС (как и при ее отсутствии) наибольшую роль в распаде поляризации типа κ играет релаксация соответствующего электронного мультипольного момента с $\kappa_1 = \kappa$. Из табл. 2 видно также, что распад круговой поляризации почти целиком определяется вкладом главного члена β_1^1 , в то время как в случае линейной поляризации вклады величин $\beta_{\kappa_1}^2$ с $\kappa_1 \neq 2$ составляют от 30 до 70% вклада основного члена β_2^2 .

Так как чисто теоретические расчеты постоянных электронной релаксации γ^{κ} не всегда надежны (как из-за ограниченной пригодности модели дисперсионных сил, так и из-за неточного знания анизотропии дисперсионного взаимодействия ΔC), то представляет интерес также задача «подбора» величин γ^{κ} из анализа экспериментальных данных. Первое приближение теории возмущений может быть здесь весьма полезным, так как в него вклады отдельных величин γ^{κ} входят аддитивно, что облегчает подбор их численных значений.

Для нахождения эффективных сечений деполаризации достаточно воспользоваться значениями β^1 и β^2 из табл. 2 и значениями параметра s

(см. (23)). Значения s для столкновений с атомами He, Ne, Ar, Kr и Xe составляют соответственно (в 10^{-16} см²): в случае Tl ($6^2D_{3/2}$), $T=650^\circ$ K [2] — 111, 197, 392, 519, 669; в случае Rb ($5^2P_{3/2}$), $T=300^\circ$ K [3] — 57, 98, 193, 250, 315; в случае Cs ($6^2P_{3/2}$), $T=300^\circ$ K [3] — 60, 106, 209, 273, 348.

В заключение заметим, что результаты, полученные по теории возмущений, полностью согласуются с точным решением уравнений для матрицы плотности при низких давлениях для Tl ($6^2D_{3/2}$) (произведенными в части II в предположении, что возбуждающая линия равномерно охватывает всю СТС основного состояния). Для рубидия рассчитанное здесь отношение $\sigma_{\text{лин.}}/\sigma_{\text{круг.}}=1.65\div 1.69$ почти одинаково для обоих изотопов и хорошо согласуется с опытом [9], согласно которому это отношение равно 1.75 при столкновениях с атомами неона и 1.62 при столкновениях с атомами аргона.

Сходимость теории возмущений можно улучшить почти без увеличения вычислительной работы, если в уравнении (1) считать возмущением не матрицу R , а матрицу вида $\tilde{R}=R+\lambda I+\mu(C-\Gamma)$. Коэффициенты λ и μ следует выбрать так, чтобы минимизировать наибольшее по модулю собственное значение матрицы \tilde{R} . «Невозмущенной» будет тогда считаться матрица $\tilde{C}-\tilde{\Gamma}=C-\Gamma+R-\tilde{R}$, а ряд теории возмущений строится по аналогии с (5), но с заменой R на \tilde{R} и $C-\Gamma$ на $\tilde{C}-\tilde{\Gamma}$. Этот вопрос, а также учет высших приближений, может служить предметом дальнейших исследований.

Литература

- [1] В. Н. Ребанае, Т. К. Ребанае. Опт. и спектр., 33, 405, 1972.
- [2] В. Н. Ребанае, Т. К. Ребанае, В. А. Черенковский. Опт. и спектр., 33, 616, 1972.
- [3] А. И. Окуневич, В. И. Перель. ЖЭТФ, 58, 666, 1970.
- [4] W. Gough, G. W. Series, Proc. Phys. Soc., 85, 469, 1965.
- [5] С. Теплова, М. Чайка, В. Черенковский. Опт. и спектр., 25, 346, 1968.
- [6] H. A. Schüssler. Zs. f. Physik, 182, 289, 1965.
- [7] H. Buska, H. Kopfermann, M. Raziwala, H. Schüssler. Zs. f. Physik, 176, 45, 1963.
- [8] Г. Маркова, Г. Хвостенко, М. Чайка. Опт. и спектр., 23, 835, 1967.
- [9] A. Gallagher. Phys. Rev., 157, 68, 1967.

Поступило в Редакцию 30 июня 1971 г.