

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

1. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ

В. Н. Ребане и Т. К. Ребане

На основе метода матрицы плотности излагается теория деполяризации резонансной флуоресценции под действием столкновений при наличии сверхтонкой структуры (СТС). Ввиду разрыва СТС в ходе столкновения задача о релаксации матрицы плотности распадается на две части: динамическую задачу релаксации электронного состояния и кинематическую задачу преобразования сумм электронного и ядерного моментов количества движения. Выведены уравнения релаксации и даны формулы, определяющие поляризацию флуоресценции. С использованием диаграммной техники сложения моментов количества движения найден ряд правил отбора для элементов матрицы релаксации. Отмечается, что подробное изучение деполяризации при наличии СТС позволяет проследить релаксацию высших ($\lambda > 2$) электронных мультипольных моментов ансамбля возбужденных атомов.

1. Введение

Эксперименты по деполяризации флуоресценции возбужденных атомов под действием столкновений дают ценную информацию о процессах релаксации различных типов когерентности и о механизме столкновений. Когда ядерный спин равен нулю, теория деполяризации флуоресценции хорошо разработана и сводится к изучению независимой релаксации неприводимых сферических тензоров, характеризующих электронное состояние ансамбля возбужденных атомов [1-5].

При наличии ядерного спина релаксация усложняется за счет увеличения числа взаимодействующих моментов количества движения. В частности, разрушение линейной и круговой поляризации уже не характеризуются каждое одним эффективным сечением, как в отсутствие сверхтонкой структуры (СТС). По этой причине расчеты становятся более трудоемкими и число работ, посвященных теоретическому изучению деполяризации и релаксации когерентности, при наличии СТС сравнительно невелико [2, 6-8].

Данная работа посвящена исследованию ряда характерных особенностей деполяризации флуоресценции при наличии СТС. Ее первая часть содержит изложение общей теории и сопоставление со случаем, когда СТС отсутствует. В следующих частях приводятся результаты конкретных расчетов деполяризации при наличии СТС на ЭВМ и дается сопоставление теории с опытом.

2. Модель разрыва сверхтонкой связи во время столкновения

Для описания влияния столкновений на состояние возбужденных атомов хорошо оправдана модель «разрыва» СТС [2, 6-8]. Действительно, электростатическое взаимодействие сталкивающихся атомов практически

не влияет на ядерный спин и по величине намного превосходит энергию СТС, а средняя продолжительность столкновения (около 10^{-12} сек.) во много раз меньше характеристического времени для СТС ($1/\nu_{СТС} \approx 10^{-8}$ сек.). Поэтому можно считать, что за время столкновения ядерный спин i «не успевает» изменить свою ориентацию, а электронный момент j ведет себя точно так же, как и в отсутствие СТС. После столкновения СТС восстанавливается и моменты j и i вновь складываются в результирующий момент F . Модель разрыва СТС является аналогом принципа Франка—Кондона, перенесенным из молекулярной спектроскопии на ядерные спиновые состояния [9].

В модели разрыва СТС задача о релаксации естественным образом распадается на две части: 1) на динамическую задачу описания изменения электронного состояния в процессе столкновения и 2) на кинематическую задачу сложения моментов j и i в момент F , сохраняющийся в промежутках между столкновениями, и разложения состояний с данными F и M_F по состояниям с определенными значениями проекций m_j и m_i (для описания столкновения). Из динамической задачи определяются постоянные электронной релаксации γ^x (см. раздел 3), которые входят в качестве исходной информации в кинематическую задачу описания релаксации при наличии СТС.

3. Релаксация электронного состояния в отсутствие ядерного спина

Электронное состояние атома с заданным внутренним квантовым числом j в общем случае описывается волновой функцией

$$\Phi = \sum_{m=-j}^j b_m^j |jm\rangle, \quad (1)$$

где $|jm\rangle$ суть собственные функции операторов \hat{j}^2 и \hat{j}_z . Используется стандартный выбор фаз (см. [10], стр. 13), $\langle jm | = (-1)^{j-m} \langle j, -m \rangle$. Ансамбль атомов, находящихся в состояниях типа (1), характеризуется электронной матрицей плотности

$$\sigma_{m m_1} = \overline{b_m^j b_{m_1}^{j*}}. \quad (2)$$

Черта обозначает усреднение по ансамблю. Матрица плотности (2) реализует приводимое представление группы вращений, соответствующее прямому произведению $(2j+1)$ -мерного неприводимого представления $D^{(j)}$ на самого себя. Приведение этого представления сильно упрощает описание релаксации электронного состояния под действием столкновений, решение кинетического уравнения для матрицы плотности и описание поляризационных характеристик флуоресценции [1, 2].

Прямое произведение $D^{(j)} \times D^{(j)}$ распадается на неприводимые представления D^x с индексами $x=0, 1, 2, \dots, 2j$. Базисными элементами x -го неприводимого представления являются величины

$$\rho_q^x = \sum_{m m_1} (-1)^{j-m_1} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} \sigma_{m m_1}. \quad (3)$$

Индекс q пробегает целочисленные значения от $-x$ до $+x$. Квадратная скобка в правой части (3) обозначает коэффициент Клебша—Гордана. Величины ρ_q^x имеют физический смысл усредненных по ансамблю компонент сферических тензоров x -го ранга, составленных из произведений операторов \hat{j}_x , \hat{j}_y и \hat{j}_z . При вращениях величины ρ_q^x с одинаковыми x преобразуются друг через друга так же, как коэффициенты b_m^j (при $j=x$ и $m=q$).

Пусть столкновения изотропны (т. е. все направления относительных скоростей сталкивающихся частиц равновероятны). Тогда суммарное

воздействие столкновений на матрицу плотности σ изотропно и описывается скалярным оператором. Отсюда вытекает, что под действием столкновений величины ρ_q^x изменяются в соответствии с уравнением

$$\left(\frac{d}{dt}\rho_q^x\right)_{\text{столкн.}} = -\gamma^x \rho_q^x. \quad (4)$$

Через γ^x обозначены так называемые постоянные электронной релаксации. Их величины определяются характером сил взаимодействия сталкивающихся частиц (а также давлением и температурой). Для дисперсионного диполь-дипольного взаимодействия нейтрального возбужденного атома с данным значением j и невозбужденного атома инертного газа постоянные γ^x рассчитаны путем численного решения уравнений теории столкновений в приближении прицельного параметра при $j=1$ [6, 12], $j=3/2$ [8] и $j=2$.

Напишем кинетическое уравнение для матрицы плотности

$$(R - \Gamma)\sigma + N = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (5)$$

Через R обозначена матрица релаксации под действием столкновений; Γ — матрица затухания возбужденного состояния j , кратная единичной матрице (ее диагональные элементы обозначим через Γ_0); N — матрица накачки, описывающая способ заселения данного возбужденного состояния. Обычно матрица N задана в m, m_1 -представлении. Переходя к x, q -представлению

$$N_q^x = \sum_{m m_1} (-1)^{j-m_1} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} N_{m m_1}, \quad (6)$$

приведем кинетическое уравнение к виду

$$-(\Gamma_0 + \gamma^x)\rho_q^x + N_q^x = \frac{d}{dt}\rho_q^x. \quad (7)$$

Его решение в стационарном режиме (при $d\rho_q^x/dt = 0$) равно

$$\rho_q^x = N_q^x / (\Gamma_0 + \gamma^x). \quad (8)$$

4. Поляризация флуоресценции в отсутствие сверхтонкой структуры

Поляризацию флуоресценции удобно относить к ортам e_q ($e_0 = ie_z$; $e_{\pm 1} = \mp \frac{i}{\sqrt{2}}(e_x \pm ie_y)$), преобразующимся так же, как и собственные функции операторов \hat{J}^2 и \hat{J}_z | $1q$ >. Матричный элемент дипольного перехода $j \rightarrow j_0$ равен

$$\langle j_0 m_0 | (de_q) | jm \rangle = \sum_{j_1 m_1} \begin{bmatrix} j & 1 & j_1 \\ m & q & m_1 \end{bmatrix} \langle j_0 m_0 | j_1 m_1 \rangle \langle j_0 || d || j_1 \rangle. \quad (9)$$

Через d обозначен вектор дипольного момента, а | $j_1 m_1$ > — базисный элемент, возникающий при разложении функции $(de_q) | jm \rangle$ по неприводимым представлениям группы вращений. В силу ортогональности базисных функций в сумме сохраняется лишь член $m_1 = m_0$, $j_1 = j_0$.

$$\langle j_0 m_0 | (de_q) | jm \rangle = \begin{bmatrix} j & 1 & j_0 \\ m & q & m_0 \end{bmatrix} \langle j_0 || d || j_1 \rangle. \quad (10)$$

Величина $\langle j_0 || d || j_1 \rangle$ (так называемый приведенный матричный элемент [11]) не зависит от m, m_0 и q .

Составим выражение для интенсивности флуоресценции, поляризованной по орту e_λ (e_λ может быть произвольной унитарной комбинацией

ортов e_q) при переходах ансамбля атомов из возбужденного состояния j на все магнитные подуровни нижнего состояния j_0

$$I_\lambda = \sum_{m, m_0, m_1} \langle j_0 m_0 | (de_\lambda) | jm \rangle \langle j_0 m_0 | (de_\lambda) | jm_1 \rangle^* \sigma_{m m_1}. \quad (11)$$

С помощью формул (10) и (11) можно показать, что все поляризационные характеристики флуоресценции определяются величинами ρ_q^x (3). Доказательство связано с несколько громоздкими выкладками. Подробный вывод дан, например, в [5, 13]. При этом оказывается, что круговая поляризация преобразуется как вектор и определяется тремя величинами ρ_q^1 , а линейная — как симметричный тензор второго ранга и определяется пятью величинами ρ_q^2 . Из-за правил отбора дипольного излучения величины ρ_q^x с $x > 2$ не участвуют в испускании света [13]. Учитывая также, что величины ρ_q^x при изотропных столкновениях релаксируют независимо друг от друга, находим, что измерение поляризационных характеристик флуоресценции в отсутствие СТС позволяет определить постоянные релаксации γ^x с $x \leq 2$, но не дает никакой информации о величинах γ^x с $x > 2$. В разд. 5 и 6 мы увидим, что при наличии СТС в деполаризации будут участвовать также постоянные релаксации γ^x с $x > 2$. Это (в принципе) открывает возможности для их определения чисто оптическими методами.

5. Релаксация матрицы плотности под действием столкновений при наличии сверхтонкой структуры

Рассмотрим атом с ядерным спином i , находящийся в состоянии с электронным моментом j . Обозначим через $|jm\rangle$ и $|i\mu\rangle$ соответственно собственные функции электронного и ядерного моментов количества движения ($-j \leq m \leq j$, $-i \leq \mu \leq i$). Из-за сверхтонкого взаимодействия электронное состояние j расщепляется на уровни СТС с $F = |j - i|, |j - i| + 1, \dots, (j + i)$. Состояние атома с определенным значением F и его проекции M описывается функцией

$$|FM\rangle = \sum_{m, \mu} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu & M \end{bmatrix} |jm\rangle |i\mu\rangle. \quad (12)$$

В общем случае состояние атома есть суперпозиция функций $|FM\rangle$

$$\Psi = \sum_{FM} c_M^F |FM\rangle = \sum_{m, \mu} b_\mu^m |jm\rangle |i\mu\rangle. \quad (13)$$

Коэффициенты c_M^F и b_μ^m связаны соотношением

$$c_M^F = \sum_{m, \mu} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu & M \end{bmatrix} b_\mu^m. \quad (14)$$

Матрица плотности возбужденного ансамбля атомов в F, M -представлении равна

$$\sigma_{MM_1}^{FF_1} = c_M^F c_{M_1}^{F_1*}. \quad (15)$$

В m, μ -представлении матрица плотности равна

$$\sigma_{\mu\mu_1}^{m m_1} = b_\mu^m b_{\mu_1}^{m_1*}. \quad (16)$$

Из (14) следует, что матрицы плотности в представлениях (15) и (16) связаны соотношением

$$\sigma_{MM_1}^{FF_1} = \sum_{\substack{m m_1 \\ \mu \mu_1}} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_1 & M_1 \end{bmatrix} \sigma_{\mu\mu_1}^{m m_1}. \quad (17)$$

Напишем теперь уравнение релаксации матрицы плотности, основываясь на модели разрыва СТС во время столкновения. Как уже отмечалось, в этом случае ядерное спиновое состояние «не успевает» реагировать на столкновение. Поэтому матрица релаксации R будет диагональной по ядерным индексам. Составим линейные комбинации элементов матрицы плотности $\sigma_{\mu, \mu_1}^{m m_1}$, которые по электронным индексам преобразуются так же, как и величины ρ_q^x (3)

$$\rho_{q, \mu, \mu_1}^x = \sum_{m m_1} (-1)^{j-m_1} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} \sigma_{\mu, \mu_1}^{m m_1}. \quad (18)$$

Так как столкновения не влияют на ядерные индексы, то для величин ρ_{q, μ, μ_1}^x справедливы уравнения, аналогичные уравнениям (4)

$$\left(\frac{d}{dt} \rho_{q, \mu, \mu_1}^x \right)_{\text{столкн.}} = -\gamma^x \rho_{q, \mu, \mu_1}^x. \quad (19)$$

Существенно, что уравнения (19) содержат те же постоянные электронной релаксации (γ^x), что и уравнения (4).

С учетом соотношений (15)–(18) уравнения (19) полностью определяют релаксацию матрицы плотности при наличии СТС как в m, μ -, так и в F, M -представлении. Действительно, имеем

$$\left(\frac{d}{dt} \sigma_{\mu, \mu_1}^{m m_1} \right)_{\text{столкн.}} = - \sum_{\substack{m_2 m_3 \\ x q}} (-1)^{m_3 - m_1} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m_2 & -m_3 & q \end{bmatrix} \sigma_{\mu_2 \mu_3}^{m_2 m_3}, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} \sigma_{M M_1}^{F F_1} \right)_{\text{столкн.}} &= - \sum (-1)^{M_3 - M_1} \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_1 & M_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m_1 & q \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} j & j & x \\ m_2 & -m_3 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_2 \\ m_2 & \mu & M_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_3 \\ m_3 & \mu_1 & M_3 \end{bmatrix} \sigma_{M_2 M_3}^{F_2 F_3}. \end{aligned} \quad (21)$$

С учетом свойств коэффициентов Клебша—Гордана из (21) вытекает, что релаксация связывает между собой лишь такие элементы матрицы плотности $\sigma_{M M_1}^{F F_1}$ и $\sigma_{M_2 M_3}^{F_2 F_3}$, для которых $M_3 - M_2 = M_1 - M$. В соответствии с методом, изложенным в монографии [11], сумме произведений коэффициентов Клебша—Гордана (по нижним индексам) в правой части формулы (21) соответствует график (рис. 1), имеющий четыре свободных конца: F, F_1, F_2 и F_3 . Отсюда следует добавочное правило отбора: изотропная релаксация связывает между собой величины $\sigma_{M M_1}^{F F_1}$ и $\sigma_{M_2 M_3}^{F_2 F_3}$ только в том случае, если из отрезков с длинами F, F_1, F_2 и F_3 можно построить замкнутый четырехугольник. Поэтому ни одна из этих величин не должна превосходить сумму трех остальных.

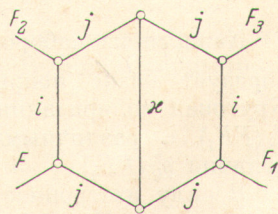


Рис. 1.

Для нахождения матрицы плотности при наличии СТС следует решить уравнение

$$[R + C - \Gamma] \sigma + N = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (22)$$

Так как матрица Γ кратна единичной, то она диагональна в любом представлении. Матрица релаксации R диагональна в (x, q, μ, μ_1) -представлении, а матрица СТС C — в F, M -представлении. В отличие от случая, когда СТС отсутствовала (см. (7)), не существует представления, в котором одновременно диагонализовались бы все матрицы в левой части (22). Это усложняет задачу решения кинетического уравнения (22) по сравнению с уравнением (5).

6. Поляризация флуоресценции при наличии сверхтонкой структуры

Так как СТС возбужденного электронного состояния обычно очень узка по сравнению со СТС основного состояния, то при наблюдении флуоресценции можно условно выделить три наиболее характерных случая: 1) наблюдается «сверхузкая» линия, испускаемая при переходе с определенного уровня СТС F состояния j на определенный уровень СТС F_0 состояния j_0 ; 2) регистрируется «узкая» линия, соответствующая переходам со всех уровней СТС состояния j на один определенный уровень СТС F_0 состояния j_0 ; 3) наблюдается «широкая» линия, возникающая при переходах со всех уровней СТС состояния j на все уровни СТС состояния j_0 . В экспериментальной практике поляризационных измерений наиболее часто встречается случай «широкой» линии.

В случае «сверхузкой» линии интенсивность флуоресценции, поляризованной по орту e_λ , равна

$$I_\lambda = \sum_{MM_0M_1} \langle F_0M_0 | (de_\lambda) | FM \rangle \langle F_0M_0 | (de_\lambda) | FM_1 \rangle^* \sigma_{MM_1}^{FF} \quad (23)$$

Эта формула отличается от (11) лишь заменой моментов j на моменты F . Так как трансформационные свойства функций не зависят от физической природы момента, то все поляризационные характеристики «сверхузкой» линии по аналогии со случаем, когда СТС отсутствовала (см. разд. 3 и 4), определяются теперь величинами

$$\rho_Q^K(FF) = \sum_{MM_1} (-1)^{F-M_1} \begin{bmatrix} F & F & K \\ M & -M_1 & Q \end{bmatrix} \sigma_{MM_1}^{FF} \quad (24)$$

В силу правил отбора дипольного излучения во флуоресценции участвуют лишь величины ρ_Q^K с $K \leq 2$. Случай $K=1$ определяет круговую, а случай $K=2$ — линейную поляризацию.

В случае регистрации «узкой» линии имеем

$$I_\lambda = \sum_{FF_1} \sum_{MM_0M_1} \langle F_0M_0 | (de_\lambda) | FM \rangle \langle F_0M_0 | (d, e_\lambda) | F_1M_1 \rangle^* \sigma_{MM_1}^{FF_1} \quad (25)$$

Поляризация флуоресценции определяется набором величин

$$\rho_Q^K(FF_1) = \sum_{MM_1} (-1)^{F_1-M_1} \begin{bmatrix} F & F_1 & K \\ M & -M_1 & Q \end{bmatrix} \sigma_{MM_1}^{FF_1} \quad (26)$$

Каждый из наборов величин $\rho_Q^K(FF_1)$ при фиксированных K , F и F_1 образует базис неприводимого представления $D^{(K)}$ группы вращений. Круговая поляризация узкой линии равна линейной комбинации величин $\rho_Q^K(FF_1)$ с различными F и F_1 , а линейная поляризация — комбинация величин $\rho_Q^K(FF_1)$.

В силу изотропности столкновений матрица релаксации диагональна по индексам K и Q , распадаясь на блоки, содержащие N^2 элементов (где N — число уровней СТС). В том же (K, Q, F, F_1) -представлении диагональна матрица СТС S . Поэтому это представление в ряде задач является наиболее удобным для описания релаксации и деполяризации. Для описания процесса релаксации в указанном представлении получаем уравнение

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} \rho_Q^K(FF_1) \right)_{\text{столкн.}} = & - \sum_x \gamma^x \sum_{\substack{K_1 Q_1 \\ F_2 F_3}} (-1)^{F_3-F_1} \rho_{Q_1}^{K_1}(F_2 F_3) \sum_{\substack{MM_1 \\ m m_1 \\ \mu \mu_1 \\ m_2 m_3 \\ M_2 M_3}} \begin{bmatrix} F & F_1 & K \\ M & -M_1 & Q \end{bmatrix} \times \\ & \times \begin{bmatrix} j & i & F \\ m & \mu & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_1 \\ m_1 & \mu_1 & M_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & x \\ m & -m & q \end{bmatrix} \times \\ & \times \begin{bmatrix} j & j & x \\ m_2 & -m_2 & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_2 \\ m_2 & \mu & M_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & i & F_3 \\ m_3 & \mu & M_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_2 & F_3 & K \\ M_2 & -M_3 & Q \end{bmatrix}. \quad (27) \end{aligned}$$

Внутренней сумме произведений восьми коэффициентов Клебша—Гордана в правой части соответствует график с двумя свободными концами (K и K_1). Это дает правило отбора $K_1=K$, $Q_1=Q$. График можно просуммировать, замкнув его свободные концы и внося добавочный множитель $1/(2K+1)$. Получаем график, изображенный на рис. 2, а. Отсюда следует, что внутренняя сумма в правой части (27) выражается через 12 j -символ второго рода [11, стр. 308]. Коэффициент при γ^z в (27) равняется

$$\frac{(2z+1)(2F+1)^{1/2}(2F_1+1)^{1/2}}{(2K+1)} \sum_{F_2 F_3} (-1)^{F_3-F_1} (2F_2+1)^{1/2} (2F_3+1)^{1/2} \times$$

$$\times \begin{bmatrix} z & i & i & K \\ j & j & F_1 & F_3 \\ j & F & j & F_2 \end{bmatrix} \rho_Q^K (F_2 F_3). \quad (28)$$

График 2, б эквивалентен графику 2, а. Разрезая первый тремя взаимно перпендикулярными плоскостями, параллельными граням куба, получаем каждый раз график с четырьмя свободными концами. Поэтому интересующий нас 12 j -символ отличен от нуля лишь тогда, когда из трех наборов отрезков с длинами (i, i, z, K) , (j, j, F, F_2) и (j, j, F_1, F_3) можно построить три замкнутых четырехугольника. Это дает добавочные правила отбора

$$|K - z| \leq 2i; \quad |F_2 - F| \leq 2j;$$

$$|F_3 - F_1| \leq 2j.$$

Рис. 2.

Поляризация «широкой» линии равняется

$$I_\lambda = \sum_{F_0 M_0} |\langle F_0 M_0 | (d, \mathbf{e}_\lambda) | \Psi \rangle|^2 = \sum_{F_0 M_0} \sum_{\substack{m_0 \mu_0 \\ m \mu \\ m_1 \mu_1 \\ m_2 \mu_2}} \langle j_0 m_0 | (d, \mathbf{e}_\lambda) | j m \rangle \langle j_0 m_2 | (d, \mathbf{e}_\lambda) | j m_1 \rangle^* \sigma_{\mu \mu_1}^{m m_1}. \quad (29)$$

Так как оператор электронного дипольного момента не действует на ядерный спин, то должно иметь место: $\mu_0 = \mu$, $\mu_2 = \mu_1$. Выполнив суммирование по F_0 и M_0 , находим еще $m_2 = m_0$ и $\mu_2 = \mu_0$.

Поэтому

$$I_\lambda = \sum_{\substack{m \\ m_0 m_1}} \langle j_0 m_0 | (d, \mathbf{e}_\lambda) | j m \rangle \langle j_0 m_0 | (d, \mathbf{e}_\lambda) | j m_1 \rangle^* \sum_{\mu} \sigma_{\mu \mu}^{m m_1}. \quad (30)$$

Эта формула отличается от формулы (11) лишь заменой матрицы $\sigma_{m m_1}$ (описывающей электронное состояние ансамбля возбужденных атомов в отсутствие СТС) шпуром матрицы $\sigma_{\mu \mu_1}^{m m_1}$ по ядерным индексам. Отсюда следует, что все поляризационные характеристики «широкой» линии при наличии СТС выражаются через величины

$$\sum_{\mu} \rho_{q, \mu \mu}^z = \sum_{m m_1} (-1)^{j-m_1} \begin{bmatrix} j & i & z \\ m-m_1 & q & j \end{bmatrix} \sum_{\mu} \sigma_{\mu \mu}^{m m_1}, \quad (31)$$

имеющие физический смысл усредненных по ансамблю значений электронных сферических тензоров (как и в отсутствие СТС).

Следует, однако, отметить, что для нахождения указанных средних значений требуется предварительно решить систему кинетических уравнений (22) (вместо уравнений (5)). Поэтому поляризационные характеристики «широкой» линии не совпадают с поляризационными характеристиками

ками флуоресценции в случае отсутствия СТС, хотя они в обоих случаях определяются средними значениями одних и тех же электронных тензоров. Совпадение указанных характеристик наступит лишь в пределе, когда постоянные СТС устремить к нулю.

Изложенная здесь теория позволяет вычислить деполяризацию флуоресценции атомов при наличии СТС под действием столкновений в различных конкретных условиях. Результаты таких расчетов, выполненных для некоторых типичных случаев, обсуждаются в следующих частях данной работы.

Литература

- [1] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 48, 346, 1965.
- [2] A. Omont. J. Phys., 26, 26, 1965.
- [3] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 24, 309, 1968.
- [4] С. Н. Wang, W. J. Tomlinson. Phys. Rev., 181, 115, 1969.
- [5] В. Н. Ребане. Канд. дисс., ЛГУ, 1969.
- [6] J. P. Faroux, J. Brosse. Compt. rendus, B263, 612, 1966; B264, 1452, 1967.
- [7] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 21, 405, 1966.
- [8] А. И. Окуневич, В. И. Перель. ЖЭТФ, 58, 666, 1970.
- [9] C. Cohen-Tannoudji. Comments Atom. Molec. Phys., 2, 24, 1970.
- [10] А. П. Юцис, И. Б. Левинсон, В. В. Ванagas. Математический аппарат теории момента количества движения, Вильнюс, 1960.
- [11] А. П. Юцис, А. Л. Бандзайтис. Теория момента количества движения в квантовой механике. Вильнюс, 1965.
- [12] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 24, 309, 1968.
- [13] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 47, 2213, 1964.

Поступило в Редакцию 30 июня 1971 г.