

- [1] A. N. Write, C. A. Winkler. Active Nitrogen. 1968. New York—London Acad. Press.
 [2] J. C. Nohon. J. Chem. Phys., 36, 926, 1962.
 [3] K. D. Bayes, G. B. Kistiakowsky. J. Chem. Phys., 32, 992, 1960.
 [4] H. Hamada. Phil. Mag., 23, 25, 1937.
 [5] B. A. Thrush. Proc. Roy. Soc., 296, 201, 1967.
 [6] Е. Б. Куприянова, В. Н. Колесников, Н. Н. Соболев. J. Q. S. R. T., 8, 1851, 1968.
 [7] В. Чирков, А. Яковлева. Опт. и спектр., 28, 441, 1970.
 [8] R. J. Oldman, H. P. Broida. J. Chem. Phys., 51, 2254, 1969.
 [9] A. Van der Ziel. Physica, 1, 353, 1934.

Поступило в Редакцию 15 мая 1970 г.

УДК 539. 186

ВЗАИМОПРЕВРАЩЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ В СЛАБОМ ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Н. Ребане и Т. К. Ребане

В настоящей статье рассматривается релаксация матрицы плотности возбужденных атомов в слабом однородном магнитном поле под действием изотропных столкновений, приводящая к взаимопревращению различных типов поляризации. В частности, будет показано, что при наличии сверхтонкой структуры или узких мультиплетов тонкой структуры флуоресценция, возбуждаемая линейно-поляризованным светом, частично поляризована по кругу.

Рассмотрим ансамбль атомов с ядерным спином I , находящихся в возбужденном состоянии с электронным моментом количества движения J . Состояние ансамбля описывается матрицей плотности $\sigma_{mm'}^{FF'}$, где F и F' обозначают сверхтонкие уровни: $|J - I| \leq F$, $F' \leq (J + I)$, а m и m' — соответствующие зеемановские подуровни: $-F \leq m \leq F$, $-F' \leq m' \leq F'$.

Ортогональным преобразованием элементов матрицы σ составим величины [1, 2], относящиеся к определенным неприводимым представлениям группы вращений

$$\rho_q^{x; FF'} = \sum_{m m'} (-1)^{F-m} \begin{bmatrix} FF'x \\ -mm'q \end{bmatrix} \sigma_{mm'}^{FF'} \quad (1)$$

Индекс x , изменяющийся в пределах от $|F - F'|$ до $F + F'$, определяет размерность $(2x + 1)$ неприводимого представления, а индекс q нумерует строки неприводимого представления и принимает значения $-x, -x + 1, \dots, x - 1, x$. Квадратные скобки в формуле (1) обозначают коэффициенты Клебша—Гордана [3]. Из свойств последних следует, что в сумме отличны от нуля лишь члены, для которых $m' - m = q$.

Будем считать, что расстояния между уровнями с различными F велики по сравнению с естественной шириной линии. Тогда оптическое возбуждение «заселяет» лишь диагональные по F элементы матрицы плотности, которые и определяют все поляризационные характеристики флуоресценции. Круговая поляризация света, испускаемого с данного сверхтонкого уровня F , определяется тремя величинами $\rho_q^{1; FF}$, которые являются круговыми компонентами аксиального вектора (вектора «ориентации»), а линейная поляризация — пятью величинами $\rho_q^{2; FF}$, образующими сферический тензор второго ранга «тензор выстраивания» [4-6, 13].

Если все направления относительных скоростей сталкивающихся атомов равновероятны, то в силу изотропности пространства матрица Γ , описывающая релаксацию величин $\rho_q^{x; FF'}$ под действием столкновений, диагональна по индексам x и q . Однако Γ недиагональна по индексам F и F' , так как во время столкновения сверхтонкая связь разрывается [6-8]. Поэтому вклад изотропных столкновений в изменение матрицы плотности ρ описывается уравнениями

$$\left(\frac{d}{dt} \rho_q^{x; FF'} \right)_{\text{столкн.}} = \sum_{F_1, F_1'} \Gamma_{x; FF', F_1 F_1'}^{x; F_1 F_1', q} \rho_{F_1 F_1'}^{x; F_1 F_1', q} \quad (2)$$

Элементы матрицы релаксации Γ не зависят от индекса q . Формула (2) показывает, что при изотропных столкновениях сохраняются ранг x и индекс q у ком-

понент сферических тензоров. В частности, «выстраивание» $\rho_0^{2; FF}$ и «ориентация» $\rho_0^{1; FF}$ релаксируют независимо друг от друга и отсутствует взаимопревращение различных типов поляризации.

В работе [9] был рассмотрен случай анизотропных столкновений, когда имеется одно преимущественное направление относительных скоростей сталкивающихся частиц. В этом случае релаксация обладает рядом особенностей; в частности, возникает совместная релаксация отдельных компонент тензора выстраивания и вектора ориентации, приводящая к появлению круговой поляризации флуоресценции при возбуждении линейно-поляризованным светом (электрический вектор которого образует угол 45° с осью симметрии задачи) [13]. Некоторые другие процессы анизотропной релаксации, не связанные со столкновениями (в частности, появление ориентации при одновременной оптической накачке двумя выстраивающими пучками света и переход выстраивания в ориентацию в переменном электрическом поле), были рассмотрены в работах [10-12]. В сильных магнитных полях (в окрестности точек пересечения или «антипересечения» зеemanовских подуровней состояний с различными F) также возможен переход линейной поляризации в круговую [14].

Здесь мы покажем, что аналогичное взаимопревращение различных типов поляризации возможно также и в слабом магнитном поле (когда пересечения уровней отсутствуют) под действием изотропных столкновений.

Постоянное магнитное поле H , параллельное оси z , вносит в изменение элементов матрицы плотности σ следующий вклад:

$$\left(\frac{d}{dt} \sigma_{mm'}^{FF'}\right)_{\text{магн.}} = i(m'\omega_{F'} - m\omega_F) \sigma_{mm'}^{FF'} \quad (3)$$

Через ω_F и $\omega_{F'}$ обозначены ларморовы частоты для состояний F и F' . С помощью (1) и (3) находим вклад магнитного поля в изменение элементов матрицы ρ :

$$\left(\frac{d}{dt} \rho_q^{x; FF'}\right)_{\text{магн.}} = i \sum_{\substack{m m' \\ x'}} \begin{bmatrix} F & F' & x \\ -m & m' & q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F & F' & x' \\ -m & m' & q \end{bmatrix} (m'\omega_{F'} - m\omega_F) \rho_q^{x'; FF'} \quad (4)$$

В частном случае, когда ларморовы частоты состояний F и F' совпадают, из (4) с учетом свойств коэффициентов Клебша—Гордана следует

$$\left(\frac{d}{dt} \rho_q^{x; FF'}\right)_{\text{магн.}} = iq\omega_F \rho_q^{x; FF'} \quad (\text{при } \omega_F = \omega_{F'}). \quad (5)$$

Последняя формула справедлива для всех диагональных по F элементов матрицы ρ . Рассмотрим теперь недиагональную по F часть матрицы ρ , считая, что $\omega_F \neq \omega_{F'}$. В этом случае из (4) видно, что величины $\rho_q^{x; FF'}$ [с одинаковыми значениями F , F' и q , но со всеми возможными значениями ранга x — от $x = |F - F'|$ до $x = (F + F')$] в магнитном поле «зацепляются» и переходят друг в друга. В частности, при $q = 0, \pm 1$ магнитное поле вызывает взаимопревращение недиагональной по F части тензора выстраивания и вектора ориентации по схеме $\rho_q^{2; FF'} \leftrightarrow \rho_q^{1; FF'}$ ($\omega_F \neq \omega_{F'}$).

Изотропные столкновения, в свою очередь, связывают величины типа $\rho_q^{x; FF'}$ с диагональными по F величинами $\rho_q^{x; FF}$, определяющими (при $x = 1$ или 2) поляризацию флуоресценции. Поэтому совместное действие слабого магнитного поля [описываемое формулой (4)] и изотропных столкновений [описываемое формулой (2)] приводит к взаимопревращению типов поляризации.

Возбуждение светом, электрический вектор которого параллелен магнитному полю, «заселяет» величины типа $\rho_0^{2; FF}$ (см. [13]), которые затем порождают ориентацию $\rho_0^{1; FF}$ по следующей трехступенчатой схеме:

$$\rho_0^{2; FF} \text{ столкновения } \rho_0^{2; F_1 F_1} \text{ магнитное поле } \rho_0^{1; F_1 F_1} \text{ столкновения } \rho_0^{1; F_1 F_1}$$

Так как в результате появляется отличная от нуля составляющая вектора ориентации $\rho_0^{1; F_1 F_1}$, то флуоресценция, наблюдаемая вдоль магнитного поля, будет частично поляризована по кругу. Аналогичное рассмотрение трехступенчатой связи между величинами $\rho_q^{2; FF}$ и $\rho_q^{1; F_1 F_1}$ при $q = \pm 1$ показывает, что возбуждение линейно-поляризованным светом, электрический вектор которого E образует с H угол 45° , приводит к круговой поляризации флуоресценции при наблюдении вдоль направления, лежащего в плоскости E и H (и перпендикулярного к вектору H). Если же возбуждающий свет линейно поляризован перпендикулярно к магнитному полю, то у тензора выстраивания «заселяются» лишь компоненты $\rho_q^{2; FF}$ с $q = \pm 2$, которые в силу сохранения индекса q не могут релаксировать совместно ни

с одной из составляющих вектора ориентации. В этом случае переход линейной поляризации в круговую отсутствует.

Степень и знак круговой поляризации, возникающей при возбуждении флуоресценции линейно-поляризованным светом, зависят от конкретных условий задачи. Так как трехступенчатый процесс превращения выстраивания в ориентацию содержит магнитное поле один раз, а столкновения дважды, то эффективность такого превращения будет пропорциональной квадрату давления и первой степени напряженности слабого магнитного поля. При изменении знака магнитного поля изменятся и знак круговой поляризации.

Произведенное рассмотрение имеет силу и для узких мультиплетов тонкой структуры, когда столкновения вызывают переходы между состояниями с различными значениями J . В этом случае во всех наших формулах квантовые числа F следует заменить квантовыми числами J .

Описанный здесь механизм превращения линейной поляризации света в круговую можно изучать как для «нерезонансных» столкновений с атомами примесного газа, так и для «резонансных» столкновений между одинаковыми атомами. Его роль наиболее важна в случае, когда недиагональные по F (или соответственно по J) элементы матрицы плотности возбужденного состояния не возникают при оптическом возбуждении, т. е. когда расстояния между состояниями с различными F (или J) очень велики по сравнению с естественной шириной линии, но все же достаточно малы для эффективной совместной релаксации под действием столкновений.

Литература

- [1] U. Fano, G. Racah. Irreducible Tensorial Sets. N. Y., 1959.
- [2] U. Fano. Phys. Rev., 133B, 828, 1964.
- [3] А. П. Юцис, А. А. Бандзайтис. Теория момента количества движения в квантовой механике. Вильнюс, 1965.
- [4] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 47, 2213, 1964.
- [5] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 48, 345, 1965.
- [6] A. Omont. J. de Phys., 26, 26, 1965.
- [7] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 21, 405, 1966.
- [8] А. И. Окуневич, В. И. Перель. ЖЭТФ, 58, 668, 1970.
- [9] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 24, 309, 1968.
- [10] M. Lombardi. Compt. rend., 265B, 191, 1967.
- [11] M. Lombardi, M. Giroud. Compt. rend., 266B, 60, 1968.
- [12] M. Lombardi. J. de Phys., 30, 631, 1969.
- [13] В. Н. Ребане. Канд. дисс., Л., 1969.
- [14] J. C. Lehmann. J. de Phys., 25, 809, 1964.

Поступило в Редакцию 25 мая 1970 г.

УДК 621.375.9:535

О ХАРАКТЕРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИОННОГО ЛАЗЕРА

В. Ф. Москаленко, Е. П. Остапченко, С. В. Печурина, В. А. Степанов
и Ю. М. Цуканов

В настоящее время все больший интерес представляют такие свойства излучения импульсной генерации, как модовый состав, пространственная и временная когерентность, расходимость, стабильность энергии и временных параметров от импульса к импульсу. В связи с этим в данном сообщении приводятся предварительные результаты исследования отдельных свойств излучения импульсного ионного лазера.

В экспериментах использовался промышленный импульсный ОКГ ЛГИ-37 [1] с длиной резонатора 1400 мм, образованного «глухим» сферическим зеркалом ($R=2$ м) и выходным плоским зеркалом с коэффициентом пропускания 15%. Измерения расходимости излучения проводились для трех резонаторов типа плоскость—сфера ($R=2, 5$ и 10 м). Активный элемент ($L=1200$ мм, $\varnothing 7$ мм) наполнен ксеноном. Генерация осуществлялась на семи переходах ионизованного ксенона с длинами волн 4310, 4954, 5008, 5260, 5353, 5397 и 5955 Å. Длительность импульсов 0.4 мсек., частота повторения, при которой проводились измерения, 500 гц. Отдельные линии генерации выделялись с помощью дифракционной решетки.

Исследование пространственной когерентности проводилось с помощью интерферометра Юнга с двумя отверстиями [2], а временной когерентности — с помощью интерферометра Майкельсона [3]. Расходимость и распределение энергии по сечению измерялись обычным способом [4]. В качестве фотоприемников использовались