

УДК 535.372-4

| О ПРЕВЫШЕНИИ КЛАССИЧЕСКОГО ПРЕДЕЛА  
| СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ЭФФЕКТЕ ХАНЛЕ  
| ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ |

Аузиньш М. П., Фербер Р. С.

Исследованы предельные значения степени линейной поляризации флуоресценции двухатомных молекул, к которым приводит эффект Ханле основного состояния в условиях оптического выстраивания. Используя как классические представления, так и аппарат поляризационных моментов, выявлены физические причины превышения степени поляризации над предельно возможным при возбуждении слабым светом переходов  $P, R$ -типа значением  $P=1/7$ .

Еще с первых работ Ханле [1] известно уменьшение степени линейной поляризации резонансной флуоресценции атомов при наложении внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ , перпендикулярного вектору  $\mathbf{E}$  возбуждающего света (эффект Ханле), объясненное прецессией затухающих осцилляторов вокруг  $\mathbf{H}$ . В этом заключается «деполяризующее» действие поперечного к  $\mathbf{E}$  магнитного поля в отличие от «репополяризующего» действия продольного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$  при наличии СГС, например [2]. Сказанное верно для линейного по световому полю отклика ансамбля частиц при слабом световом возбуждении, когда можно принять, что распределение угловых моментов основного состояния остается изотропным. Если это не так, то говорят об оптической накачке, в частности оптическом выстраивании основного состояния [3], когда можно наблюдать эффект Ханле основного состояния [4]. Интересным случаем, допускающим наглядную классическую интерпретацию, является лазерное оптическое выстраивание «опустошением» двухатомных молекул с большими угловыми моментами по схеме рис. 1 [5-7]. Эффект приводит к уменьшению степени поляризации флуоресценции  $b \rightarrow c$ . Поперечное магнитное поле в определенных условиях способно вновь увеличить степень поляризации из-за частичного разрушения выстраивания при прецессии моментов нижнего состояния вокруг  $\mathbf{H}$ , делая возможным наблюдать во флуоресценции эффект Ханле основного состояния двухатомных молекул. Такой эффект обнаружен и исследован в [8-11]. При этом в [10] обнаружено, что для переходов  $P, R$ -типа ( $J' = J'' \pm 1$ ) поле  $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$  не только восстанавливает степень поляризации флуоресценции паров  $\text{Te}_2$  до предельно возможного в линейном отклике при  $J \rightarrow \infty$  значения  $P=1/7$  [2], но и приводит к значениям, большим чем  $1/7$ . Зарегистрированный эффект «репополяризующего» действия поперечного поля при оптическом выстраивании, частично компенсирующем деполяризующее влияние собственного вращения молекул, рассмотрен в настоящей работе как в наглядной классической модели вращающихся осцилляторов, так и в аппарате поляризационных моментов.

#### Классическое рассмотрение

Пусть линейно поляризованный ( $E \parallel OX$ ) лазерный луч, направленный вдоль  $OY$ , рис. 2,  $a$ , возбуждает в молекуле резонансный переход  $a \rightarrow b$  со скоростью  $\Gamma_p$ , рис. 1. При оптической накачке «опустошением» можно принять,

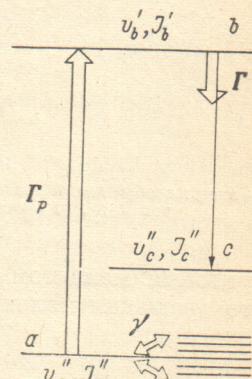


Рис. 1. Схема оптической накачки.

что из-за большого числа разрешенных переходов на исходный колебательно-вращательный уровень  $v''_a$ ,  $J''_a$  излучательным путем из  $v'_b$ ,  $J'_b$  возвращается низкотемпературная часть молекул, и его выстраивание определяется тем, что скорость поглощения  $\Gamma_p$  конкурирует со скоростью безызлучательной релаксации  $\gamma$  между густо расположеннымными  $v''_a$ ,  $J''_a$ -подуровнями, т. е.  $\Gamma_p \sim \gamma$ . Здесь будем пренебречь вынужденными переходами  $b \rightarrow a$ , предполагая, что суммарная скорость  $\Gamma$  распада состояния  $b$  много больше  $\Gamma_p$ .

Будем исходить из классического представления об осциллирующих диполях  $p$ , которые в случае переходов  $P$ -либо  $R$ -типа расположены в плоскости вращения межъядерной оси и врачаются вместе с молекулой, оставаясь перпендикулярными вектору углового момента  $J$ . Запишем, следуя [7, 9, 10], уравнение баланса для плотности концентрации  $n_a(\vartheta, \varphi)$  молекул в состоянии  $a$

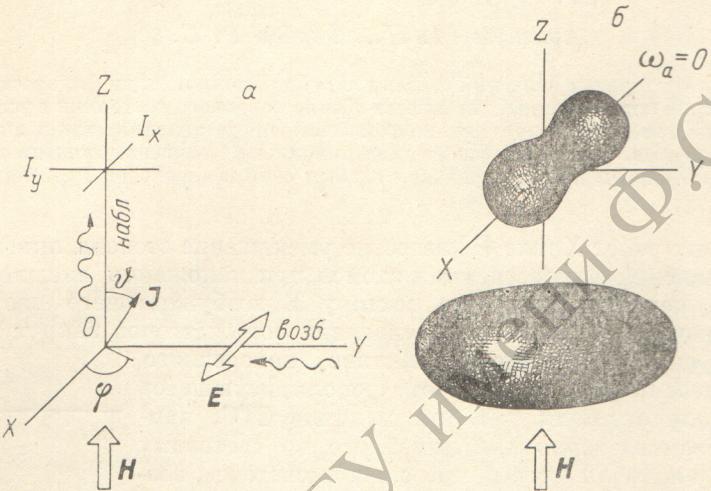


Рис. 2.

*a* — схема возбуждения и наблюдения флуоресценции, *б* — вид функции распределения угловых моментов  $J_a(\vartheta, \varphi)$  в отсутствие магнитного поля  $\omega_a=0$  и для большого поля  $\omega_a/\gamma \gg 1$ .

с угловым моментом  $J_a(\vartheta, \varphi)$ , рис. 2, *a*, предполагая, что период собственного вращения молекулы много меньше характерного времени всех процессов релаксации

$$\dot{n}_a(\vartheta, \varphi) = -\Gamma_p n_a(\vartheta, \varphi) C_X^{\text{abs}}(\vartheta, \varphi) + \lambda_a - \gamma n_a(\vartheta, \varphi) - \omega_a \frac{\partial n(\vartheta, \varphi)}{\partial \varphi}. \quad (1)$$

Здесь первый член в правой части описывает поглощение,  $C_X^{\text{abs}} = -(1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi)/2$  — коэффициент угловой зависимости вероятности  $P, R$ -поглощения для геометрии рис. 2, *a* [2]. Члены  $\lambda_a$  и  $\gamma n_a$  есть число актов в единицу времени заселения и опустошения уровня  $a$ . Последнее слагаемое описывает прецессию угловых моментов в магнитном поле с частотой  $\omega_a = g_a \mu_0 H / \hbar$ , где  $g_a$  — фактор Ланда,  $\mu_0$  — магнетон Бора. Предполагается, что прецессией в возбужденном состоянии  $b$  можно пренебречь, т. е.  $\omega_b \ll \Gamma$ . Интенсивность  $I_i$  флуоресценции  $b \rightarrow c$  (рис. 1), линейно поляризованной вдоль оси  $i=X$  либо  $Y$ , выражается как

$$I_i = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi n_a(\vartheta, \varphi) C_X^{\text{abs}}(\vartheta, \varphi) C_i^{\text{fl}}(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (2)$$

где  $C_X^{\text{fl}}(\vartheta, \varphi) = C_X^{\text{abs}}(\vartheta, \varphi)$ ,  $C_i^{\text{fl}}(\vartheta, \varphi) = (1 - \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi)/2$  (см. [2]).

Пусть магнитное поле отсутствует,  $H=0$ . При  $\dot{n}(\vartheta, \varphi)=0$  из (1) получаем

$$n_a(\vartheta, \varphi) = \frac{\lambda_a / \gamma}{1 + C_X^{\text{abs}}(\vartheta, \varphi) \Gamma_p / \gamma}. \quad (3)$$

Вид распределения при  $\Gamma_p/\gamma \sim 3$  иллюстрирует рис. 2, б. Видно, что моменты  $\mathbf{J}_a(\vartheta, \varphi)$  имеют преимущественное направление выстраивания вдоль вектора  $\mathbf{E}$  возбуждающего света. Рассмотрим, как при таком распределении по сравнению с изотропным изменяется степень поляризации

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} \quad (4)$$

для флуоресценции, наблюдаемой вдоль  $OZ$ . Среди вращающихся вокруг  $\mathbf{J}_a(\vartheta, \varphi)$  поглощающих осцилляторов  $p$  меньше тех, которые вращаются в плоскостях  $XOY$  и  $XOZ$ , а преобладают вращающиеся в плоскости  $YOZ$  перпендикулярно  $\mathbf{E}$  и потому не испытавшие поглощения; напомним, что вероятность поглощения пропорциональна  $(Ep)^2$ . Легко увидеть, что, претерпев поглощение, они будут вносить больший вклад в  $I_y$ , рис. 2, а, и не давать вклад в  $I_x$ , так как перпендикулярны  $OX$ . Из (4) ясно, что это приводит к уменьшению степени поляризации  $P$  по сравнению с  $P=1/7$  при изотропном распределении, что и наблюдалось экспериментально в [10]. Аналитическое выражение для  $P$  в зависимости от  $\Gamma_p/\gamma$  для случая отсутствия магнитного поля, т. е.  $\omega=0$ , можно получить из (2)–(4) в виде

$$P^{(P, R)}(\omega=0) = \frac{(3b^2 - 4b + b^{-1}) \operatorname{Ar th}(b^{-1}) - 3b}{(b^3 - 4b + 3b^{-1}) \operatorname{Ar th}(b^{-1}) - b^2 + \frac{11}{3}}, \quad (5)$$

где  $b^2 = 1 + \gamma/\Gamma_p$ .

Пусть теперь имеется магнитное поле  $\mathbf{H} \parallel OZ$  такой величины, что  $\omega_a/\gamma \gg 1$ ,  $\omega_b/\Gamma \ll 1$ . Это означает, что анизотропия распределения  $\mathbf{J}_a(\vartheta, \varphi)$  в плоскости  $XOY$  исчезает, рис. 2, б, но в то же время прецессия угловых моментов возбужденного состояния  $\mathbf{J}_b(\vartheta, \varphi)$  по-прежнему можно пренебречь. Такое возможно, когда  $g_a/\gamma \gg g_b/\Gamma$ , что выполняется, например, в парах двухатомных молекул  $\text{Te}_2$ ,  $\text{Se}_2$ ,  $\text{K}_2$ ,  $\text{Na}_2$  и др. [9, 10], где контур Ханле основного состояния много уже, чем возбужденного.

На рис. 2, б, видно, что при этом остаются дискриминированными угловые моменты  $\mathbf{J}_a \parallel OZ$ , т. е. уменьшено число поглощающих осцилляторов, вращающихся в плоскости  $XOY$ . А именно такие осцилляторы будучи возбужденными преимущественно вдоль  $\mathbf{E} \parallel OX$  из-за быстрого вращения излучают равновесивованную компоненту  $I_x$ , поляризованную вдоль  $\mathbf{E}$ , так и ортогонально поляризованную компоненту  $I_y$ , тем самым как бы перенося возбуждение от  $I_x$  к  $I_y$ . Кстати говоря, этим вращением и определяется величина  $P^{(P, R)}(\omega=0) = 1/7$  в классическом пределе линейного отклика для  $P, R$ -переходов в отличие от  $P^{(Q)}(\omega=0) = 1/2$  в модели неподвижных осцилляторов для  $Q$ -переходов ( $J'' = J'$ ). Следовательно, имеющее место на рис. 2, б при  $\omega_a/\gamma \gg 1$  уменьшение числа осцилляторов  $p \perp OZ$  должно привести к значениям степени поляризации  $P^{(P, R)}(\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1) > 1/7$ . Качественная картина подтверждается аналитическим выражением

$$P^{(P, R)}(\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1) = \frac{(a^3 + 2a + a^{-1}) \operatorname{Arc tg} a^{-1} - a^2 - \frac{5}{3}}{(2a^3 - 4a + 2a^{-1}) \operatorname{Arc tg} a^{-1} - 2a^2 + \frac{14}{3}}, \quad (6)$$

где  $a^2 = 1 + 4\gamma/\Gamma_p$ . Выражение (6) получается из (2)–(4) при проведении в (3) усреднения по углу  $\varphi$  из-за быстрой прецессии  $\mathbf{J}_b(\vartheta, \varphi)$  вокруг  $\mathbf{H}$ . Предельно достижимое значение степени получается из (6) при  $\Gamma_p/\gamma \rightarrow \infty$  и равно  $P^{(P, R)}(\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1) = 1.5 \operatorname{Arc tg} 1 - 1 \approx 0.1781$ .

#### Описание в аппарате поляризационных моментов

Проследим, как эффект «поперечной реполяризации» связан с созданием светом накачки поляризационных моментов (ПМ) основного состояния  $\varphi_g^x$  и их связью с ПМ возбужденного состояния  $f_q^K$  ( $K$ ,  $x$  — ранг тензоров,  $Q$ ,  $q$  — их

проекции [4, 13]). Кинетические уравнения для  $\varphi_q^x$  и  $f_q^K$  [12, 14] запишем в пределе  $J \rightarrow \infty$  [15] в симметричном, удобном для машинного счета виде

$$\dot{f}_q^K = \Gamma_p \left( \sum_{zq}^K D_{qz}^x \varphi_q^x - \sum_{K'Q'}^K D_{Q'q'}^{K'} f_{Q'}^{K'} \right) - (\Gamma_K - iQ\omega_b) f_q^K, \quad (7a)$$

$$\dot{\varphi}_q^x = \Gamma_p \left( \sum_{KQ}^x D_{Qq}^{Kx} f_Q^K - \sum_{z'q'}^x D_{q'z'}^{x'} \varphi_{q'}^{x'} \right) - (\gamma_x - iq\omega_a) \varphi_q^x + \lambda_{qz}^x \delta_{z0} \delta_{q0}, \quad (7b)$$

где введены обозначения

$$z_q^{x'} = (-1)^{\Delta} \sqrt{\frac{2z'+1}{2z+1}} \sum_X C_{1\Delta}^{X0} C_{X0z0}^{x'0} C_{Xq-q' z'q'}^{xq} \Phi_{q-q'}^X (e). \quad (8)$$

Здесь  $C_{edef}^{ab}$  — коэффициенты Клебша—Гордана,  $\Delta = J'_b - J''_a$ , тензор  $\Phi_{\xi}^X (e)$  приведен в [4, 13] для различных направлений единичного вектора поляризации  $e$  света накачки. В (7) учтены вынужденные переходы  $b \rightarrow a$ .

Напомним, что ПМ ранга  $K$ ,  $z=0$  характеризуют заселенность (в данной нормировке совпадают с концентрацией), ранга  $K$ ,  $z=2$  — выстраивание. В геометрии рис. 2, a могут создаваться только ПМ четного ранга. В условиях нелинейной оптической накачки (здесь выстраивание) создаются ПМ основного состояния с  $z \neq 0$ .

Интенсивность излучения на переходе  $b \rightarrow c$  с поляризацией, характеризуемой вектором  $e'$ , в пределе  $J \rightarrow \infty$  выражается как [15]

$$I(e') \sim (-1)^{\Delta'} \sum_K \sqrt{2K+1} C_{1-\Delta'}^{K0} \sum_q (-1)^q f_q^K \Phi_{-q}^K (e'), \quad (9)$$

где  $\Delta' = J'_b - J''_c$ .

Выражение для степени поляризации в геометрии рис. 2, a в случае переходов  $P, R$ -типа имеет вид

$$P(P, R) = \frac{\sqrt{6} \operatorname{Re} f_2^2/f_0^0}{2 + f_0^2/f_0^0}. \quad (10)$$

Если имеют место те же условия, что и для классической формулы (6), т. е.  $\omega_a/\gamma \gg 1$ ,  $\omega_b/\Gamma \ll 1$ , то внешнее поле  $H$  разрушает все поперечные компоненты выстраивания нижнего состояния  $\varphi_q^x$  с  $q \neq 0$ , но не влияет на моменты  $f_{\pm 2}^2$ , и (10) в этом пределе можно записать через моменты  $\varphi_0^x$

$$P(P, R) (\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1) = \frac{7 - 10\varphi_0^2/\varphi_0^0 + 3\varphi_0^4/\varphi_0^0}{49 + 50\varphi_0^2/\varphi_0^0 + 6\varphi_0^4/\varphi_0^0}. \quad (11)$$

Заметим, что при слабом возбуждении, когда  $\Gamma_p/\gamma \ll 1$ , в нижнем состоянии присутствует только ПМ нулевого ранга, и степень поляризации равна классическому значению 1/7. Если это не так, т. е. имеет место оптическая накачка уровня  $a$ , возникающие моменты  $\varphi_q^x$  могут быть рассчитаны путем ЭВМ — решения системы (7) [15]. Результаты расчета приведены на графике рис. 3 для входящих в (11)  $\varphi_0^2$  и  $\varphi_0^4$ . Принималось, что  $\Gamma_p/\gamma = 10/3$ ,  $\omega_b = 0$ ,  $\Gamma = 10^2 \gamma$ . Было найдено, что ввиду структуры системы уравнений решение для  $f_q^{K \leq 2}$  уже сходится, если учесть в (7) ПМ с  $K, z \leq 6$ . Ввиду свойств коэффициентов Клебша—Гордана только  $f_q^{K \leq 2}$  влияют на интенсивность света (9), поэтому система обрывалась, полагая  $\varphi_q^{z \geq 8} = 0$ . На рис. 3 приведены также соответствующие относительные значения ПМ верхнего состояния в зависимости от  $\omega_a/\gamma$ , демонстрирующие проявление эффекта Ханле основного состояния  $a$ . Видно, что значения входящего в числитель (10)  $\operatorname{Re} f_2^2/f_0^0$  с ростом  $\omega_a/\gamma$  начинают превышать классический предел слабого возбуждения, в то время как значения входящего в знаменатель  $f_0^2/f_0^0$  остаются меньше, чем при слабом возбуждении. Это и приводит к тому, что степень поляризации превышает предельное значение 1/7.

Если определить, как это иногда делают [4], степень поляризации  $P_{\Sigma}$  относительно полной интенсивности флуоресценции

$$P_{\Sigma} = \frac{I_X - I_Y}{I_X + I_Y + I_Z}, \quad (12)$$

то  $P_{\Sigma}$  оказывается прямо пропорциональной  $\text{Re } f_2^2/f_0^0$  и не связанной с продольным выстраиванием  $f_0^2$ . Для  $P, R$ -переходов

$$P_{\Sigma}^{(P, R)} = \frac{\sqrt{6}}{3} \text{Re } f_2^2/f_0^0. \quad (13)$$

Соответствующее выражение через  $\varphi_0^2$  и  $\varphi_0^4$  имеет вид

$$P_{\Sigma}^{(P, R)} (\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1) = \frac{7 - 10\varphi_0^2/\varphi_0^0 + 3\varphi_0^4/\varphi_0^0}{70 + 35\varphi_0^2/\varphi_0^0} \quad (14)$$

и превышает предел слабого возбуждения, равный 1/10.

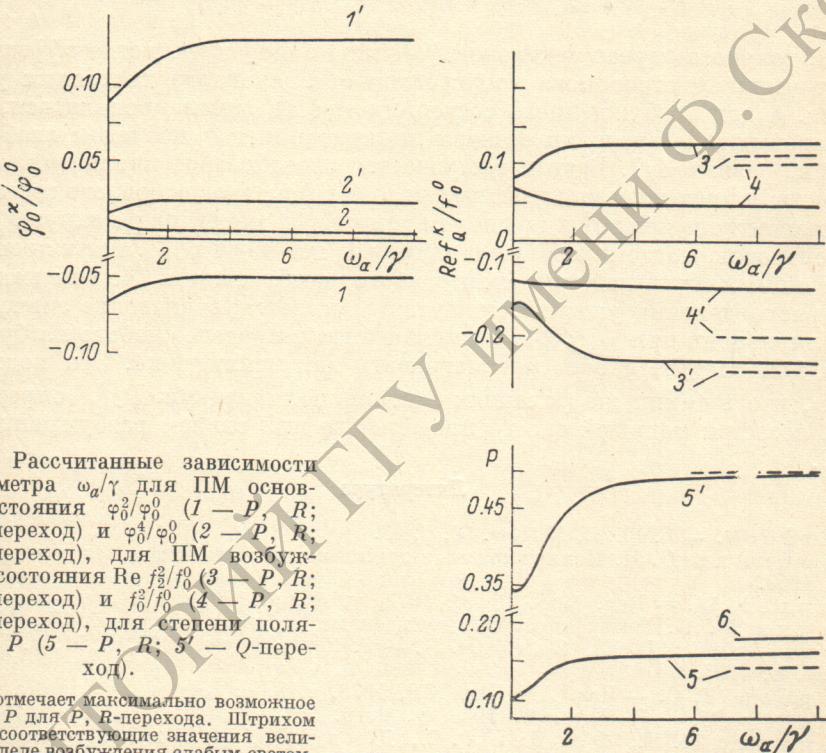


Рис. 3. Рассчитанные зависимости от параметра  $\omega_a/\gamma$  для ПМ основного состояния  $\varphi_0^2/\varphi_0^0$  (1 —  $P, R$ ; 1' —  $Q$ -переход) и  $\varphi_0^4/\varphi_0^0$  (2 —  $P, R$ ; 2' —  $Q$ -переход), для ПМ возбужденного состояния  $\text{Re } f_2^2/f_0^0$  (3 —  $P, R$ ; 3' —  $Q$ -переход) и  $f_0^2/f_0^0$  (4 —  $P, R$ ; 4' —  $Q$ -переход), для степени поляризации  $P$  (5 —  $P, R$ ; 5' —  $Q$ -переход).

Линия 6 отмечает максимально возможное значение  $P$  для  $P, R$ -перехода. Штрихом отмечены соответствующие значения величин в пределе возбуждения слабым светом.

Выясним, всегда ли эффект Ханле основного состояния приводит к превышению степени поляризации над пределом слабого возбуждения. Рассмотрим для сравнения переход  $Q$ -типа.

Степень поляризации  $P^{(Q)}$  выражается через ПМ возбужденного состояния как

$$P^{(Q)} = \frac{-\sqrt{6} \text{Re } f_2^2/f_0^0}{1 - f_0^2/f_0^0}. \quad (15)$$

Для  $\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1$  выражение через ПМ основного состояния имеет вид

$$P^{(Q)} (\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1) = \frac{7 - 10\varphi_0^2/\varphi_0^0 + 3\varphi_0^4/\varphi_0^0}{14 - 20\varphi_0^2/\varphi_0^0 + 6\varphi_0^4/\varphi_0^0} = \frac{1}{2}, \quad (16)$$

т. е. эффект Ханле нижнего уровня независимо от параметра нелинейности  $\Gamma_p/\gamma$  восстанавливает степень поляризации в точности до значения 1/2, совпа-

дающего с пределом слабого возбуждения. Такой результат вполне понятен в классической модели. Действительно, прецессия вокруг **H** угловых моментов  $\mathbf{J}_a$  и параллельных им дипольных моментов перехода  $\mathbf{p}$  устраняет анизотропию распределения  $\mathbf{p}$  в плоскости  $XOY$  (рис. 2, a), а это при определении степени поляризации, согласно (4), эквивалентно возбуждению ансамбля частиц с изотропно распределенными угловыми моментами.

Изменение ПМ и  $P^{(Q)}$  с ростом  $\omega_a/\gamma$  показано на рис. 3, кривые  $I' - 5'$ . Видно, что по отдельности значения  $\text{Re } f_2^2/f_0^2$  и  $f_0^2/f_0^0$  (в отличие от случая  $P, R$ -переходов) остаются по абсолютной величине меньшими линейного предела. Их поведение, разумеется, обусловлено различной зависимостью  $\varphi_0^x/\varphi_0^0$  от  $\omega_a/\gamma$ , ср. кривые  $I'$ ,  $2'$  и  $1$ ,  $2$ .

Однако если использовать определение степени поляризации по (12), то  $P_{\Sigma}^{(Q)} = (-2\sqrt{6}/3)\text{Re } f_2^2/f_0^0$ , и, как показывает кривая  $3$  на рис. 3, значения  $P_{\Sigma}^{(Q)} (\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1)$  остаются меньшими линейного предела  $2/5$ . Связь  $P_{\Sigma}^{(Q)}$  с  $\varphi_0^x$  имеет вид

$$P_{\Sigma}^{(Q)} (\omega_a/\gamma \gg 1, \omega_b/\Gamma \ll 1) = \frac{14 - 20\varphi_0^2/\varphi_0^0 + 6\varphi_0^4/\varphi_0^0}{35(1 - \varphi_0^2/\varphi_0^0)}. \quad (17)$$

Итак, только в случае переходов  $P, R$ -типа в ситуации, когда эффект Ханле для оптически выстроенного «пустошением» основного состояния уже разыгрался, а для возбужденного состояния еще не начал проявляться, наблюдается превышение значений степени поляризации над пределом слабого возбуждения, равным  $1/7$ . В этом заключается своеобразное проявление совместного действия прецессии выстроенных угловых моментов основного состояния  $\mathbf{J}_a$  вокруг магнитного поля **H** и вращения дипольных моментов  $\mathbf{p}$  вокруг  $\mathbf{J}_a$ . В случае  $Q$ -переходов, когда вращения  $\mathbf{p}$  вокруг  $\mathbf{J}_a$  нет из-за  $\mathbf{p} \parallel \mathbf{J}_a$ , нет и превышения степени поляризации над пределом слабого возбуждения. Но так как анизотропия распределения угловых моментов  $\mathbf{J}_a$  остается, совпадение значения степени поляризации при  $\omega_a/\gamma \gg 1$  с ее значением в пределе слабого возбуждения, равным  $1/2$ , следует скорее рассматривать как исключение. Это подтверждается тем, что в таких же условиях степень поляризации  $P_{\Sigma}^{(Q)}$ , определяемая по (12), остается меньшей своего предельного при слабом возбуждении значения  $2/5$ .

### Литература

- [1] Hanle W. — Z. Phys., 1924, v. 30, p. 93.
- [2] Феофилов П. П. Поляризованныя люминесценция атомов молекул и кристаллов. М., 1959.
- [3] Наррер W. — Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 169.
- [4] Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л., 1975.
- [5] Drullinger R. E., Zare R. N. — J. Chem. Phys., 1969, v. 51, p. 5532; 1973, v. 59, p. 4225.
- [6] Фербер Р. С. — Изв. АН ЛатвССР, 1978, т. 8, с. 85.
- [7] Dusclou M. — J. Phys. B, 1976, v. 9, p. 357.
- [8] Таманис М. Я., Фербер Р. С., Шмит О. А. — В кн.: Теоретическая спектроскопия. 1977, с. 17.
- [9] Ferber R. S., Shmit O. A., Tamanis M. Ya. — Chem. Phys. Lett., 1979, v. 61, p. 441.
- [10] Таманис М. Я., Фербер Р. С., Шмит О. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 4, с. 755.
- [11] Аузиньш М. П., Фербер Р. С. — Опт. и спектр., 1983, т. 55, в. 6, с. 1105.
- [12] Котликов Е. Н., Кондратьева В. А. — Опт. и спектр., 1981, т. 48, в. 4, с. 667.
- [13] Дьяконов М. И. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 2219.
- [14] Ferber R. S., Okunovich A. I., Shmit O. A., Tamanis M. Ya. — Chem. Phys. Lett., 1982, v. 90, p. 476.
- [15] Аузиньш М. П. — Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1984, т. 1, с. 9.

Поступило в Редакцию 11 мая 1984 г.