

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И СПЕКТРОСКОПИЯ
АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

УДК 535.37

М. П. Аузиньш

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ МОЛЕКУЛ НА
ПОЛЯРИЗАЦИЮ ЛАЗЕРНО ИНДУЦИРОВАННОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Латвийский университет

В настоящей статье будет analyzed следующий процесс. Лазерное излучение с поляризацией E_a поглощается молекулами в основном состоянии, которое характеризуется квантовым числом углового момента J_i . Будем предполагать, как это часто имеет место в молекулах [1], что $J_i \gg 1$. Поглощение света вызывает дипольный переход и со скоростью Γ_p переводит молекулу в возбужденное состояние J_e (см. рис. 1). После этого со скоростью Γ молекула в результате радиационного перехода оказывается в состоянии J_f , которое не совпадает с исходным состоянием J_i , при этом возникает лазерно индуцированная флуоресценция. В экспериментах в выбранном направлении регистрируется составляющая этой флуоресценции — излучение с поляризацией E_a . Предположим, что $\Gamma \gg \Gamma_p$, т. е. возбуждающий свет не вызывает вынужденных переходов. В основном состоянии молекулы с поглощением света конкурируют релаксационные процессы, которые характеризуются суммарной скоростью γ . Более подробно эти релаксационные механизмы рассмотрены в [1].

Так как дипольный момент оптического перехода имеет строго определенную, зависящую от типа молекулярного перехода $P(\Delta=J_e-J_i=-1)$, $Q(\Delta=J_e-J_i=0)$ или $R(\Delta=J_e-J_i=1)$ ориентацию по отношению к угловому моменту молекулы J ($|J|=\hbar J_i$) [2], то при $\Gamma_p \geq \gamma$ в основном состоянии возникает анизотропное по направлениям распределение угловых моментов J ансамбля поглощающих молекул. Возникновение такой анизотропии распределения угловых моментов основного состояния называется оптической накачкой молекул [3]. Последняя приводит к изменению интенсивности и поляризации лазерно индуцированной флуоресценции. Впервые влияние оптической накачки на молекулярную флуоресценцию было предсказано авторами работы [3] и впоследствии ими же экспериментально зарегистрировано в [4]. Как показали дальнейшие исследования [4—7], измерения степени поляриза-

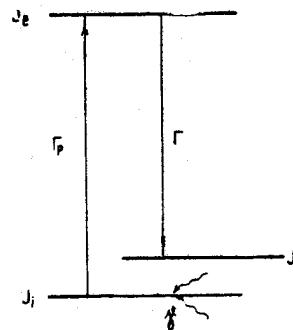


Рис. 1. Схема уровней и переходов при оптической накачке молекул

ции флуоресценции позволяют определить безразмерный параметр $\chi = \Gamma_p/\gamma$. Далее, применяя различные способы определения Γ_p , авторы цитированных работ переходили к значению γ и таким образом исследовали релаксационные процессы в основном состоянии таких молекул, как Na_2 , K_2 и I_2 .

Общей проблемой всех этих работ является нахождение связи между степенью поляризации флуоресценции и параметром χ , который часто называют параметром нелинейности. В случае всех возможных переходов эта проблема решалась в работах [8, 9]. Так как степень поляризации флуоресценции кроме типа молекулярных переходов зависит также от значения квантового числа углового момента J_i , в работах [8, 9] проблема решалась для произвольного J_i . Наряду с очевидными преимуществами такой подход имеет и свой недостаток. Ввиду того что полученный результат выражается в виде отношения сумм по магнитному квантовому числу M , который с шагом один изменяется от $-J_i$ до J_i , в случае $J_i \gg 1$ расчеты становятся громоздкими. В то же время, используя асимптотический подход, когда $J \rightarrow \infty$ [10], можно для этого случая получить простую связь степени поляризации флуоресценции с параметром χ . Это и будет являться целью дальнейшего изложения.

В рамках анализируемой модели распределение угловых моментов молекулы в основном состоянии выражается в виде [3]

$$\rho_i(\Theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1 + \chi G(\Theta, \varphi)}, \quad (1)$$

где функция $G(\Theta, \varphi)$ — вероятность того, что молекула с угловым моментом вдоль направления, характеризуемого сферическими углами Θ , φ , поглотит свет заданной поляризации. Эту вероятность можно рассчитать как [10]

$$G(\Theta, \varphi) = \left| \sum_{q=-1}^1 E^q D_{q\Delta}^{(1)}(\varphi, \Theta, 0) \right|^2, \quad (2)$$

где E^q — циклические компоненты единичного вектора вдоль вектора поляризации возбуждающего света, а $D_{q\Delta}^{(1)}(\varphi, \Theta, 0)$ — D -функция Вигнера [11]. Если возбуждение ведется линейно поляризованным светом, то, выбрав z -ось вдоль вектора поляризации света для Q -типа поглощения, получаем

$${}^Q\rho_i = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1 + \chi \cos^2 \Theta}, \quad (3)$$

а для P и R типа

$${}^{P,R}\rho_i = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \chi \sin^2 \Theta}. \quad (4)$$

В случае циркулярно поляризованного возбуждения, когда удобно z -ось направить вдоль возбуждающего луча, получаем

$${}^C\rho'_i = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \chi \sin^2 \Theta} \quad (5)$$

вне зависимости от того, является ли свет право- или левополяризованным и

$$P, R \rho'_i = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1 + \frac{1}{4}(1 \mp \cos \Theta)^2}, \quad (6)$$

где знак минус соответствует P поглощению левополяризованного (l) света и R — поглощению правополяризованного (r) света, а знак плюс — (R, l) и (P, r) случаю. Ввиду отсутствия единого подхода к определению направления циркулярности света следует оговорить, что в настоящей статье правополяризованным назван свет, E -вектор которого вращается по часовой стрелке, если смотреть навстречу пучку, а левополяризованным — вращающийся против часовой стрелки. Дальнейшие расчеты заметно упростятся, если вместо самих функций $\rho_i(\Theta, \varphi)$ использовать коэффициенты φ_0^* их разложения по сферическим функциям $Y_{\kappa 0}(\Theta, \varphi)$ [11]. Такое разложение удобно провести в виде [10]:

$$\varphi_0^* = \sqrt{\frac{4\pi}{2\kappa+1}} \iint \rho_i(\Theta, \varphi) Y_{\kappa 0}(\Theta, \varphi) \sin \Theta d\Theta d\varphi, \quad (7)$$

а сами коэффициенты φ_0^* принято называть поляризационными моментами [10, 12]. Известно, что на сигнал лазерно индуцированной флуоресценции непосредственное влияние оказывают лишь моменты φ_0^* ранга $\kappa \leq 4$ [10, 13]. Полученные в результате разложения (7) значения φ_0^* для функций (3)–(6) приведены в табл. 1.

Распределение угловых моментов молекул в основном состоянии оказывает непосредственное влияние на то, каким будет распределение в возбужденном состоянии $\rho_e(\Theta, \varphi)$

$$\rho_e(\Theta, \varphi) = \frac{\Gamma_p}{\Gamma} \rho_i(\Theta, \varphi) G(\Theta, \varphi). \quad (8)$$

Если $\rho_e(\Theta, \varphi)$ характеризовать с помощью поляризационных моментов f_0^K , которые получаются аналогично φ_0^* , то связь f_0^K с φ_0^* дает формула [13]

$$f_0^K = \frac{\Gamma_p}{\Gamma} \sum_{\kappa \kappa} \kappa F_{\kappa \kappa} C_{\kappa 0 \kappa 0}^{K 0} \Phi_0^{\kappa}(E_a) \varphi_0^*, \quad (9)$$

где

$$\kappa F_{\kappa \kappa} = (-1)^\Delta \sqrt{\frac{(2X+1)(2\kappa+1)}{2K+1}} C_{1\Delta 1-\Delta}^{X 0} C_{\kappa 0 \kappa 0}^{X 0}, \quad (10)$$

$$\Phi_0^{\kappa}(E_a) = \frac{1}{\sqrt{2X+1}} \sum_{q=-1}^1 (-1)^q E^q(E^{q_1})^* C_{1q 1-q_1}^{X 0}, \quad (11)$$

а $C_{\alpha\alpha\beta\beta}^{\gamma\gamma}$ — коэффициент Клебша—Гордана. Через моменты f_0^K непосредственно выражается интенсивность флуоресценции с поляризацией E_a [10, 13]

$$I = (-1)^{\Delta'} \sum_K \sqrt{2K+1} C_{1-\Delta' 1\Delta'}^{K 0} f_0^K \Phi_0^K(E_a), \quad (12)$$

Таблица 1

Поляризационные моменты ранга $\chi \leq 4$, возникающие на нижнем уровне при поглощении света. При поглощении циркулярно поляризованного света на P, R -переходах верхние знаки отвечают (P, l) и (R, r) а нижние (P, r) и (R, l) поглощению

		Линейно поляризованное возбуждение	Циркулярно поляризованное возбуждение
Q-поглощение	φ_0^0	$\chi^{-\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}}$	$2\chi^{-1} a^{-1} \operatorname{Arcth} a, \quad a^2 = 1 + 2\chi^{-1}$
	φ_0^1	0	0
	φ_0^2	$\frac{1}{2} \chi^{-1} [3 - (3\chi^{-\frac{1}{2}} + \chi^{\frac{1}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}}]$	$-\chi^{-1} [3 - (3a - a^{-1}) \operatorname{Arcth} a]$
	φ_0^3	0	0
	φ_0^4	$\frac{1}{16} \chi^{-1} \left[-\frac{110}{3} - 70\chi^{-1} + \right.$ $\left. + (70\chi^{-\frac{3}{2}} + 60\chi^{-\frac{1}{2}} + 6\chi^{\frac{1}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} \right]$	$-\chi^{-1} \left[-\frac{55}{14} + \frac{35}{4} a^2 - \right.$ $\left. - \left(\frac{35}{4} a^3 - \frac{30}{4} a + \frac{3}{4} a^{-1} \right) \times \right.$ $\left. \times \operatorname{Arcth} a \right]$
P, R-поглощение	φ_0^0	$2\chi^{-1} a^{-1} \operatorname{Arcth} a, \quad a^2 = 1 + 2\chi^{-1}$	$\chi^{-\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}}$
	φ_0^1	0	$\pm \chi^{-\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} \mp \chi^{-1} \ln(1 + \chi)$
	φ_0^2	$-\chi^{-1} [3 - (3a - a^{-1}) \operatorname{Arcth} a]$	$6\chi^{-1} + (\chi^{-\frac{1}{2}} - 6\chi^{-\frac{3}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} -$ $- 3\chi^{-1} \ln(1 + \chi)$
	φ_0^3	0	$\pm 20\chi^{-1} \pm (\chi^{-\frac{1}{2}} - 30\chi^{-\frac{3}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} \pm$ $\pm (10\chi^{-2} - 6\chi^{-1}) \ln(1 + \chi)$
	φ_0^4	$-\chi^{-1} \left[-\frac{55}{14} + \frac{35}{4} a^2 - \right.$ $\left. - \left(\frac{35}{4} a^3 - \frac{30}{4} a + \frac{3}{4} a^{-1} \right) \times \right.$ $\left. \times \operatorname{Arcth} a \right]$	$-70\chi^{-2} + \frac{130}{3} \chi^{-1} + (70\chi^{-2} -$ $- 10\chi^{-1}) \ln(1 + \chi) + (70\chi^{-\frac{5}{2}} -$ $- 90\chi^{-\frac{3}{2}} + \chi^{-\frac{1}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}}$

где Φ_0^K на этот раз характеризует поляризацию наблюдаемого света, а $\Delta' = J_e - J_f$.

В случае линейно поляризованного возбуждения наблюдаемым сигналом традиционно является либо степень поляризации \mathcal{P} , либо степень анизотропии \mathcal{R} флуоресценции, наблюдаемой ортогонально возбуждению. Эти величины определяются как (см. рис. 2, а).

$$\mathcal{P} = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (13)$$

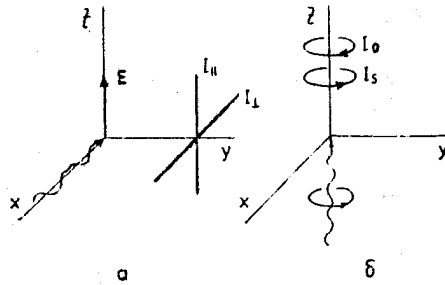
Интенсивность, степень поляризации и степень анизотропии флуоресценции при линейно поляризованном возбуждении

Переход	$I_{\parallel, \perp}$	ρ	ρ_2
$Q \uparrow Q \downarrow$	$I_{\parallel} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} \left(\frac{1}{3} - \chi^{-1} + \chi^{-2} \operatorname{arctg} \chi^2 \right),$ $I_{\perp} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} \frac{1}{2} \left[\frac{2}{3} + \chi^{-1} - (\chi^{-2} + \chi^{-3}) \operatorname{arctg} \chi^2 \right]$	$\frac{3\chi^{-2}(3\chi^{-1}+1) \operatorname{arctg} \chi^2 - 9\chi^{-1}}{3\chi^{-2}(\chi^{-1}-1) \operatorname{arctg} \chi^2 - 3\chi^{-1} + 4}$	$\frac{-3\chi^{-1} + (3\chi^{-2} + \chi^{-3}) \operatorname{arctg} \chi^2}{2 - 2\chi^{-2} \operatorname{arctg} \chi^2}$
$(P, R) \uparrow (P, R) \downarrow$	$I_{\parallel} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} \cdot [5 - 3a^2 + (3a^{-1} - 6a + 3a^3) \operatorname{Arctg} a]$ $I_{\perp} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} \frac{1}{2} [1 + 3a^2 + 3(a^{-1} - a^3) \operatorname{Arctg} a]$ $a^2 = 1 + 2\chi^{-1}$	$\frac{9 - 9a^2 + (9a^3 - 12a + 3a^{-1}) \operatorname{Arctg} a}{11 - 3a^2 + (3a^3 - 12a + 9a^{-1}) \operatorname{Arctg} a}$	$\frac{3 - 3a^2 + (a^{-1} - 4a + 3a^3) \operatorname{Arctg} a}{4 + 4(a^{-1} - a) \operatorname{Arctg} a}$
$Q \uparrow (P, R) \downarrow$	$I_{\parallel} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} [6\chi^{-1} + 4 - 6(\chi^{-2} + \chi^{-3}) \operatorname{arctg} \chi^2]$ $I_{\perp} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} [-3\chi^{-1} + 4 + 3(\chi^{-2} - \chi^{-3}) \operatorname{arctg} \chi^2]$	$\frac{9 - (9\chi^{-2} + 3\chi^3) \operatorname{arctg} \chi^2}{3 + 8\chi - (3\chi^{-2} + 9\chi^3) \operatorname{arctg} \chi^2}$	$\frac{3 - (3\chi^{-2} + \chi^3) \operatorname{arctg} \chi^2}{4\chi - 4\chi^2 \operatorname{arctg} \chi^2}$
$(P, R) \uparrow Q \downarrow$	$I_{\parallel} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} [-2 + 3a^2 + 3(a - a^3) \operatorname{Arctg} a]$ $I_{\perp} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} \frac{1}{2} [5 - 3a^2 + 3(a^{-1} - 2a + a^3) \operatorname{Arctg} a]$ $a^2 = 1 + 2\chi^{-1}$	$\frac{-9 + 9a^2 - 3(a^{-1} - 4a + 3a^3) \operatorname{Arctg} a}{1 + 3a^2 + 3(a^{-1} - a^3) \operatorname{Arctg} a}$	$\frac{-3 + 3a^2 - (a^{-1} - 4a + 3a^3) \operatorname{Arctg} a}{2 + 2(a^{-1} - a) \operatorname{Arctg} a}$

Интенсивность и степень циркулярности флуоресценции при циркулярно поляризованном возбуждении

Переход	$I_{c,0}$	C
$Q \uparrow Q \downarrow$	$I_{c,0} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} \left[\frac{5}{3} - a^2 + (a^{-1} - 2a + a^3) \operatorname{Arctth} a \right]$ $a^2 = 1 + 2\chi^{-1}$	0
$P \uparrow P \downarrow$	$I_c \sim \frac{\gamma}{\Gamma} (1 - 3\chi^{-1} + 3\chi^{-\frac{3}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}})$	$\frac{\chi^{-\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} - \chi^{-1} \ln(1 + \chi)}{\chi^{\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} - \chi^{-1} \ln(1 + \chi)}$
$R \uparrow R \downarrow$	$I_0 \sim \frac{\gamma}{\Gamma} [1 - 3\chi^{-1} - 3(\chi^{-\frac{1}{2}} - \chi^{-\frac{3}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} + \chi^{-1} \ln(1 + \chi)]$	$\frac{2}{3} - 2\chi^{-1} - (\chi^{-\frac{1}{2}} - 2\chi^{-\frac{3}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} + \chi^{-1} \ln(1 + \chi)$
$P \uparrow R \downarrow$	$I_c \sim \frac{\gamma}{\Gamma} [1 - 3\chi^{-1} - 3(\chi^{-\frac{1}{2}} - \chi^{-\frac{3}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} + 3\chi^{-1} \ln(1 + \chi)]$	$\frac{\chi^{-1} \ln(1 + \chi) - \chi^{-\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}}}{\chi^{-1} \ln(1 + \chi) - \chi^{-\frac{1}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}}}$
$R \uparrow P \downarrow$	$I_0 \sim \frac{\gamma}{\Gamma} (1 - 3\chi^{-1} + 3\chi^{-\frac{3}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}})$	$\frac{2}{3} - 2\chi^{-1} - (\chi^{-\frac{1}{2}} - 2\chi^{-\frac{3}{2}}) \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} + \chi^{-1} \ln(1 + \chi)$
$Q \uparrow (P, R) \downarrow$	$I_{c,0} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} [1 + 3a^2 + 3(a^{-1} - a^3) \operatorname{Arctth} a]$ $a^2 = 1 + 2\chi^{-1}$	0
$(P, R) \uparrow Q \downarrow$	$I_{c,0} \sim \frac{\gamma}{\Gamma} [1 + 6\chi^{-1} - 6\chi^{-\frac{3}{2}} \operatorname{arctg} \chi^{\frac{1}{2}} - 3\chi^{-1} \ln(1 + \chi)]$	0

Рис. 2. Геометрия эксперимента при наблюдении лазерно индуцированной флуоресценции: а — линейно поляризованное возбуждение, б — циркулярно поляризованное возбуждение



$$\mathcal{R} = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + 2I_{\perp}} \quad (14)$$

В случае циркулярно поляризованного возбуждения регистрируется циркулярная поляризация флуоресценции согласно схеме рис. 2, б

$$C = \frac{I_s - I_o}{I_s + I_o}, \quad (15)$$

где I_s — компонента флуоресценции той же циркулярности, что и возбуждающий свет, а I_o — противоположной циркулярности. Следуя приведенной схеме, переходя от φ_0^* к \mathcal{P} и \mathcal{R} , полученные результаты для линейно поляризованного возбуждения и всех возможных комбинаций типов переходов в поглощении (\uparrow) и излучении (\downarrow) можно свести в табл. 2. Формулы для $\mathcal{P}_{Q\uparrow Q\downarrow}$ и $\mathcal{P}_{PR\uparrow PR\downarrow}$ были другим методом получены ранее, первая — в работе [3], а вторая — в [14]. Аналогичные результаты для циркулярно поляризованного возбуждения приведены в табл. 3.

Полученные формулы вместе с результатами работ [8, 9] дают полное представление о зависимости поляризационных характеристик молекулярной флуоресценции от параметра нелинейности χ . Следует иметь в виду, что полученные формулы правильно описывают эту зависимость до таких значений χ , пока можно считать выполняющимися предположения об отсутствии вынужденных переходов. Наконец, вопрос о том, начиная с каких значений J_i можно считать применимым предел $J_i \gg 1$, сильно зависит от типов переходов. Так, совместный анализ результатов работ [8, 9] и настоящей работы показывает, что наиболее благоприятная ситуация имеет место для $Q\uparrow Q\downarrow$ типа переходов, когда асимптотический предел с точностью измерения \mathcal{P} и \mathcal{R} , доступной в эксперименте, достигается уже при $J_i \sim 10$. Наименее благоприятная ситуация имеет место для ($P\uparrow P\downarrow$) и ($R\uparrow R\downarrow$) типов переходов, где такой предел достигается лишь при $J_i \sim 100$.

Выводы. На первый взгляд может показаться, что влияние оптической накачки молекул на интенсивность и поляризацию лазерно индуцированной флуоресценции есть некая экзотика. На самом же деле, если использовать лазерные источники возбуждения, нелинейные эффекты, то в частности оптическая накачка молекул — явление отнюдь не редкое, и умение его оценивать и учитывать может оказаться необходимым каждому спектроскописту.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аузиньш М. П., Фербер Р. С. Оптическая поляризация двухатомных молекул // УФН. — 1990. — Т. 160. — С. 73—123.
2. Case D. A., McClelland G. M., Herschbach D. R. Angular momentum polarization in molecular collisions: Classical and quantum theory for measurements using resonance fluorescence // Mol. Phys. — 1978. — Vol. 35. — P. 541—573.
3. Drullinger R. E., Zare R. N. Optical pumping of molecules // J. Chem. Phys. — 1969. — Vol. 51. — P. 5532—5542.
4. Drullinger R. E., Zare R. N. Optical pumping of molecules II. Relaxation studies // J. Chem. Phys. — 1973. — Vol. 59. — P. 4225—4234.
5. Clark R., McCaffery A. J. Laser fluorescence studies of molecular iodine II. Relaxation of oriented ground and excited molecules // Mol. Phys. — 1978. — Vol. 35. — P. 617—637.
6. Грушевский В. Б., Таманис М. Я., Фербер Р. С., Шмит О. А. Релаксация оптически накачанных излучением He—Ne лазера молекул K_2 при столкновениях с атомами // Опт. и спектр. — 1977. — Т. 42. — С. 993—995.
7. Фербер Р. С. Определение констант и сечений релаксации и K_2 в основном электронном состоянии методом лазерной оптической накачки // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1979. — Т. 43. — С. 419—423.
8. Аузиньш М. П. Поляризация лазерно-возбужденной флуоресценции двухатомных молекул и влияние магнитного поля на нее // Опт. и спектр. — 1987. — Т. 63. — С. 1220—1226.
9. Auzin'sh M. P., Ferber R. S. Optical pumping of diatomic molecules in electronic ground state: Classical and quantum approach // Phys. Rev. A. — In press.
10. Аузиньш М. П. О решении уравнений движения поляризованных моментов для больших значений углового момента // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. — 1984. — № 1. — С. 9—15.
11. Варшавович Д. А., Москалов А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. — Л.: Наука, 1975. — 439 с.
12. Дьяконов М. И. К теории резонансного рассеяния света на газе при наличии магнитного поля // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47. — С. 1483—1495.
13. Аузиньш М. П., Таманис М. Я., Фербер Р. С. Зеemanовские квантовые биения в переходном процессе после оптического опустошения основного электронного состояния двухатомных молекул // ЖЭТФ. — 1986. — Т. 90. — С. 1182—1190.
14. Аболтиньш А. Р., Фербер Р. С. Проявление эффекта резонанса биений основного состояния двухатомных молекул // Процессы переноса энергии в парах металлов. — Рига: ЛГУ, 1983. — С. 28—39.

THE INFLUENCE OF OPTICAL PUMPING OF MOLECULES ON THE POLARISATION OF LASER INDUCED FLUORESCENCE

M. Auzin'sh

Summary

The influence of nonlinear light absorption on the degree of polarisation and circularity of laser induced fluorescence has been analysed for various polarisations of incident light. The analytical expressions for dependence of intensity, degree of linear polarisation, anisotropy of polarisation and degree of circular polarisation upon the parameter of non-linearity in the limit of high angular momentum values have been obtained.

Поступило 30.08.90