

В заключение упомянем, что высокий энергетический выход рентгенолюминесценции, благоприятный для рентгенографической пленки и наиболее чувствительных фотокатодов спектр излучения, эффективное поглощение рентгеновского излучения с $E=40-70$ кэВ и способность к интенсивной, быстро затухающей фотостимулированной люминесценции делают ВаFCl—Eu и ВаFBr—Eu-фосфоры весьма привлекательными для изготовления как обычных усиливающих экранов [2], так и экранов, запаасающих светосумму, которые предназначены для нового метода получения изображений — люминесцентной цифровой радиографии [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Stevels A. L. N., Pingault F.//Philips Res. Reports. 1975. 30, N 5. P. 277. [2] Гурвич А. М., Катомина Р. В., Сошин Н. П.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1977. 41, № 7. С. 1372. [3] Takahashi K., Kohda K., Miyahara J.//J. Luminescence. 1984. 31/32, N 1. P. 266. [4] Тернов И. М., Михайлин В. В. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент. М., 1986. [5] Гурвич А. М., Ильина М. А., Кавторова В. П. и др.//Журн. прикл. спектр. 1983. 38, № 5. С. 765. [6] Nicklaus E.//Phys. Stat. Sol. (a). 1979. 53, N 1. P. 217. [7] Гурвич А. М., Михайлин В. В., Мелешкин Б. Н., Катомина Р. В.//Журн. прикл. спектр. 1975. 23, № 1. С. 158. [8] Rubloff G. W.//Phys. Rev. 1972. B5, N 2. P. 662. [9] Yuste M., Taurel L.//Solid State Comm. 1975. 17, N 11. P. 1435. [10] Sonda M., Takano M., Miyahara J., Kato H.//Radiology. 1983. 148, N 3. P. 833. [11] Гурвич А. М., Гутан В. Б., Ильина М. А. и др.//Опт. и спектр. 1982. 52, № 2. С. 289. [12] Radiation Image Recording and Reproducing Method: US Pat. 4535237. 250-327.2. [13] Gurvič A. M., Kavtorova W. P., Mjagkova M. G. et al.//2nd Intern. Meeting on Luminescence—35 Years Luminescence in Greifswald. Abstracts. Trassenheide. Usedom, 1988. P. 16. [14] Гурвич А. М., Мягкова М. Г., Ильина М. А., Головкова С. И.//Тез. докл. V Всесоюз. совещ. «Синтез, свойства, исследования, технология и применения люминофоров». Ставрополь, 1985. Ч. 1. С. 217. [15] Phosphors: G. V. Pat. 1254271. C4S. [16] Гурвич А. М., Головкова С. И., Ильина М. А. и др.//Люминесцентные приемники и преобразователи ионизирующего излучения. Новосибирск, 1985. С. 72. [17] Гурвич А. М., Гапон Т. Б., Звягин В. Б.//Хим. промышленность. 1972. № 5. С. 19.

Поступила в редакцию
07.12.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

УДК 535.375.56

ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ: ТРЕХВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ

С. Ю. Никитин, Л. П. Платонов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Развита трехволновая модель эффекта насыщения в нестационарной АСКР, учитывающая рассеяние зондирующего лазерного импульса одновременно в стоксову и антистоксову области. Получена формула для оценки сечения КР по экспериментально измеряемым параметрам.

Введение. В работе [1] сообщалось о наблюдении эффекта насыщения в экспериментах по нестационарной активной спектроскопии комбинационного рассеяния (нестационарной АСКР [2]), выполненных с парами таллия. Эффект насыщения состоит в том, что при увеличении энергии пробного импульса W_p энергия импульса антистоксова рассеяния W_a сначала растет по линейному закону, а затем выходит на постоянный уровень W_∞ и далее не меняется (рис. 1).

На наш взгляд, эффект насыщения обусловлен тем, что антистоксово рассеяние пробного импульса «снимает» электронное возбуждение среды (созданное предшествующим возбуждающим импульсом), после чего атомы теряют способность испускать кванты света на антистоксовой частоте. Таким образом, эффект связан с сильным изменением населенностей квантовых уровней в процессе импульсного возбуждения и зондирования среды.

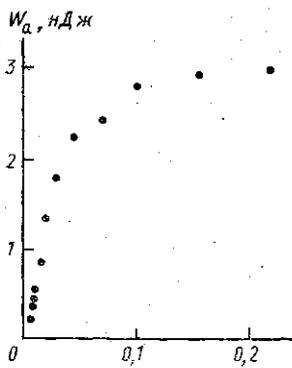


Рис. 1

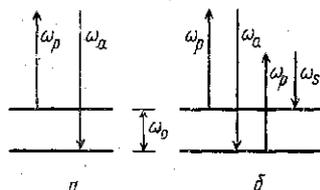


Рис. 2

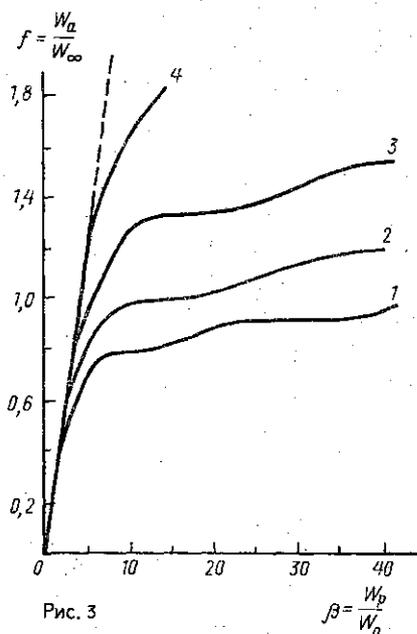


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость энергии антистоксова импульса от энергии пробного импульса, измеренная на переходе $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ атомов таллия [1]. Частота перехода 7793 см^{-1} , длина волны пробного излучения $0,53 \text{ мкм}$. Время задержки пробного импульса относительно возбуждающего 220 пс . Длительность пробного импульса 30 пс , температура паров таллия 725°C .

Рис. 2. *a* — Двухволновая модель насыщения (пробная волна рассеивается только в антистоксову область). В этой модели возможно только «гашение» электронных колебаний, т. е. переход атомов из возбужденного в основное электронное состояние. *b* — Трехволновая модель (пробная волна рассеивается как в антистоксову, так и в стоксову области). Возможно как гашение, так и возбуждение электронных колебаний. $\omega_p, \omega_a, \omega_s$ — частоты пробной волны, антистоксовой и стоксовой компонент рассеяния, ω_0 — частота комбинационно-активного перехода среды

Рис. 3. Кривые насыщения $f(\beta)$, соответствующие разным значениям параметра $\epsilon = \omega_s/\omega_a = 0$ (1); 0,2 (2); 0,4 (3) и 0,6 (4). Пунктирная прямая описывается формулой $f = \beta/4$ и соответствует $\epsilon = 1$. Графики построены по формулам (8)–(11)

Эффект насыщения в нестационарной АСКР интересен в двух отношениях. Во-первых, он может исказить форму импульсного отклика $W_a(\tau)$ (τ — время задержки пробного импульса относительно возбуждающего) и содержащуюся в ней спектроскопическую информацию. Это необходимо учитывать при использовании мощных возбуждающих и зондирующих импульсов, а также при исследовании сред с большими сечениями рассеяния на комбинационно-активных переходах (преж-

де всего паров металлов). Во-вторых, эффект насыщения может представлять самостоятельный интерес с точки зрения измерения сечений комбинационного рассеяния.

Для извлечения информации о сечении КР из экспериментальных данных необходима соответствующая теоретическая модель. В простейшем варианте такая модель разработана в [1], где учитывалось рассеяние пробного импульса только в антистоксову область. В настоящей работе эта модель обобщается с учетом рассеяния пробного импульса одновременно как в антистоксову ($\omega_p \rightarrow \omega_a = \omega_p + \omega_0$), так и в стоксову ($\omega_p \rightarrow \omega_s = \omega_p - \omega_0$) области (ω_0 — частота комбинационно-активного перехода). Учет стоксова рассеяния важен из-за того, что оно сопровождается возбуждением атомов и, следовательно, открывает канал обратного перехода атомов из основного в возбужденное электронное состояние (рис. 2).

Основные уравнения. Нашей целью является расчет кривой насыщения $W_a(W_p)$ в рамках трехволновой модели. Как и в [1], будем использовать двухуровневую модель комбинационно-активной среды.

Считая пробный световой импульс коротким по сравнению с временами релаксации среды ($\tau_p \ll T_1, T_2$) и пренебрегая процессами релаксации за время зондирования, уравнения взаимодействия пробного излучения с ансамблем атомов запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial t} &= \gamma_q A n, \quad A = A_a A_p^* + A_p A_s^*, \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \gamma_n (A Q^* - A^* Q), \\ \frac{\partial A_a}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_a}{\partial t} &= \gamma_a A_p Q, \\ \frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} &= \gamma_s A_p Q^*. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь t — время; z — координата, отсчитываемая вдоль оси лазерных пучков; A_p, A_s, A_a — комплексные амплитуды пробной волны, стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния; Q — когерентная амплитуда (амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности двухуровневой системы); n — разность населенностей; c — скорость света; $\gamma_q, \gamma_n, \gamma_a$ — коэффициенты связи, определенные так же, как и в [1]; $\gamma_s = (\omega_s/\omega_a)\gamma_a$. Обычно в экспериментах по активной спектроскопии эффективность преобразования пробного излучения в стоксову и антистоксову компоненты весьма мала. Поэтому с хорошей степенью точности поле пробного излучения можно считать заданным. Аппроксимируя форму пробного импульса прямоугольником, положим

$$A_p(\theta) = \begin{cases} A_{p0}, & 0 \leq \theta \leq \tau_p, \\ 0, & \text{вне этого интервала,} \end{cases}$$

где $\theta = t - z/c$, τ_p — длительность пробного импульса.

Отметим, что при $A_s = 0$ уравнения (1) переходят в уравнения двухволновой модели [1].

Анализ трехволновой модели. Выполняя переход к безразмерным переменным (см. [1]), получим следующие уравнения:

$$\frac{\partial m}{\partial \tau} = \beta(a - s) p, \quad m(\tau = 0, x) = m_0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\beta(a-s)m, \quad p(\tau=0, x) = p_0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{2}p, \quad a(\tau, x=0) = 0,$$

$$\frac{\partial s}{\partial x} = \varepsilon \cdot \frac{1}{2}p, \quad s(\tau, x=0) = 0.$$

Здесь

$$\varepsilon = \frac{\omega_s}{\omega_a}, \quad s = -a \frac{A_s^* A_{p0}}{A_a A_{p0}^*},$$

остальные обозначения те же, что и в [1]. Справа выписаны начальные и граничные условия. Искомая «функция насыщения» в безразмерных переменных выражается интегралом

$$f(\beta) = \beta \int_0^1 a^2(x=1, \tau) d\tau. \quad (3)$$

Переход к размерным переменным осуществляется по формулам [1]

$$W_p = \beta W_0, \quad W_a = f W_\infty,$$

$$W_0 = \frac{\hbar \omega_p^4 S}{8\pi^2 c^2 N \omega_a L n_0 (d\sigma/d\Omega)}, \quad W_\infty = \frac{1}{2} \hbar \omega_a N V n_0, \quad (4)$$

где ω_p , ω_a — частоты пробной и антистоксовой волн; N — число атомов в 1 см^3 ; S , L , $V=SL$ — площадь поперечного сечения, длина и объем области взаимодействия; n_0 — равновесная разность населенностей; $d\sigma/d\Omega$ — сечение комбинационного рассеяния для рассматриваемого перехода.

Обратимся к анализу уравнений (2). Согласно уравнениям для a и s

$$a(x, \tau) = \frac{1}{2} \int_0^x p(x', \tau) dx', \quad s(x, \tau) = \varepsilon \cdot \frac{1}{2} \int_0^x p(x', \tau) dx'.$$

Следовательно,

$$s(x, \tau) = \varepsilon a(x, \tau). \quad (5)$$

Формула (5) позволяет свести (2) к системе трех уравнений:

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = -(1-\varepsilon)\beta ma, \quad p(\tau=0, x) = p_0,$$

$$\frac{\partial m}{\partial \tau} = (1-\varepsilon)\beta pa, \quad m(\tau=0, x) = m_0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{2}p, \quad a(\tau, x=0) = 0.$$

Введем новые переменные

$$\beta' = (1-\varepsilon)\beta, \quad f' = (1-\varepsilon)f. \quad (7)$$

Тогда из (6) и (3) получаем

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\beta' m a, \quad p(\tau=0, x) = p_0,$$

$$\frac{\partial m}{\partial \tau} = \beta' r a, \quad m(\tau=0, x) = m_0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{2} p, \quad a(\tau, x=0) = 0$$

и

$$f'(\beta') = \beta' \int_0^1 a^2(x=1, \tau) d\tau. \quad (9)$$

Положим далее

$$p_0 = 1, \quad m_0 = 0. \quad (10)$$

Тогда функция $f'(\beta')$, определяемая формулами (8)–(10), совпадает с функцией насыщения, вычисленной ранее в рамках двухволновой модели [1]. Таким образом, трехволновая модель эффекта насыщения фактически сведена к двухволновой модели.

Располагая функцией насыщения $f'(\beta')$ (см. рис. 3 в [1]) и используя формулы

$$\beta = \beta' / (1 - \varepsilon), \quad f = f' / (1 - \varepsilon), \quad (11)$$

вытекающие из (7), нетрудно построить функцию $f(\beta)$ при любом значении параметра ε . Несколько кривых, соответствующих разным ε , показаны на рис. 3: видно, что стоксово рассеяние пробной волны «смягчает» эффект насыщения, увеличивая максимальное значение f и смещая область насыщения в сторону больших β . Физический смысл этого результата вполне понятен, так как стоксово рассеяние «подпитывает» возбужденное электронное состояние и в какой-то степени компенсирует гашение электронных колебаний, обусловленное антистоксовым рассеянием пробного излучения. Предельный случай $\varepsilon \rightarrow 0$ соответствует двухволновой модели и реализуется, если $\omega_s \ll \omega_a$. В этом случае эффект насыщения выражен наиболее ярко. Противоположный предел $\varepsilon \rightarrow 1$ соответствует $\omega_s \approx \omega_a$ или, что то же самое, $\omega_p \gg \omega_0$. В этом случае зависимость $f(\beta)$ линейна при всех β : $f(\beta) = \beta/4$, т. е. эффект насыщения отсутствует. В промежуточной области $0 < \varepsilon < 1$ эффект насыщения выражен тем сильнее, чем меньше параметр $\varepsilon = \omega_s / \omega_a$. В частности, для перехода ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ атома таллия (частота перехода $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi c = 7793 \text{ см}^{-1}$) при длине пробной волны $\lambda_p = 0,53 \text{ мкм}$ имеем $\varepsilon = 0,414$. Оценим сечение комбинационного рассеяния для этого перехода, пользуясь экспериментальными данными, представленными на рис. 1. Это можно сделать следующим образом. Сначала, пользуясь стандартной кривой $F(\beta) = f_0(\beta)$, соответствующей $\varepsilon = 0$, по формулам (11) строим график функции $f(\beta)$ для $\varepsilon = 0,414$. Затем подбираем нормировочные энергии W_0 и W_∞ так, чтобы теоретическая зависимость $W_a = W_\infty f(\beta)$ от $W_p = W_0 \beta$ наилучшим образом совпала с экспериментальной кривой $W_a(W_p)$. Например, в данном случае

получаем: $W_0=7,6$ мкДж, $W_\infty=1,8$ нДж. Далее, полагая $S=$
 $=1,3 \cdot 10^{-5}$ см², $L=0,25$ см, $n_0=1$ [1], по формулам

$$N = \frac{2W_\infty}{\hbar\omega_a n_0 V}, \quad \frac{d\sigma}{do} = \frac{\hbar^2 \omega_p^4 S^2}{16\pi^2 c^2 W_0 W_\infty}, \quad (12)$$

вытекающим из (4), находим $N=2,0 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $d\sigma/do=160 \cdot 10^{-27}$ см²/ср.

Мы полагаем, однако, что на практике удобнее делать оценки иначе: использовать одну стандартную функцию насыщения $F(\beta)$, соответствующую двухволновой модели, переопределив при этом нормировочные энергии W_0 , W_∞ (функция $F(\beta)$ изображена на рис. 3 кривой, соответствующей $\varepsilon=0$).

В самом деле, используя определение стандартной кривой насыщения $f'=F(\beta')$ и формулы (11), можно записать

$$f(\beta) = (1/(1-\varepsilon)) F[(1-\varepsilon)\beta]. \quad (13)$$

Подставляя сюда $f=W_a/W_\infty$ и $\beta=W_p/W_0$, получим

$$W_a = W'_\infty F(W_p/W'_0), \quad (14)$$

где введены новые нормировочные энергии W'_0 и W'_∞ , связанные с W_0 и W_∞ формулами

$$W'_0 = W_0/(1-\varepsilon), \quad W'_\infty = W_\infty/(1-\varepsilon). \quad (15)$$

Формулы (4) и (15) позволяют выразить параметры N и $d\sigma/do$ через W'_0 и W'_∞ :

$$N = (1-\varepsilon) \frac{2W'_\infty}{\hbar\omega_a n_0 V}, \quad \frac{d\sigma}{do} = \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} \frac{\hbar^2 \omega_p^4 S^2}{16\pi^2 c^2 W'_0 W'_\infty}. \quad (16)$$

Порядок оценки следующий. Подбираем нормировочные энергии W'_0 и W'_∞ так, чтобы теоретическая зависимость $W_a(W_p)$, определяемой формулой (14), наилучшим образом легла на экспериментальные точки. После этого вычисляем N и $d\sigma/do$ по формулам (16). Например, для интересующих нас условий находим: $W'_0=13$ мкДж, $W'_\infty=3$ нДж, $N=2,0 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $d\sigma/do=160 \cdot 10^{-27}$ см²/ср.

Отметим, что полученная оценка сечения антистоксова комбинационного рассеяния для перехода ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$ атома таллия при длине волны пробного излучения 0,53 мкм по порядку величины согласуется с данными, приведенными в [3]. Для уточнения оценок необходимо принять во внимание неоднородность распределения интенсивности лазерного излучения во времени и в пространстве. Однако эта задача требует специального рассмотрения.

Таким образом, в настоящей работе развита трехволновая модель эффекта насыщения в нестационарной активной спектроскопии, учитывающая рассеяние зондирующего лазерного излучения в стоксову и в антистоксову области. В рамках данной модели получены формулы для оценок сечения комбинационного рассеяния по экспериментально измеряемым параметрам кривой насыщения.

Авторы благодарны В. Г. Тункину и В. Т. Платоненко за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Морозов В. Б., Никитин С. Ю., Платонов Л. П., Тункин В. Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 3. С. 32. [2] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981. [3] Vriens L. // Opt. Comm. 1974. 11, N 4. P. 396.

Поступила в редакцию
23.01.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

АСТРОНОМИЯ

УДК 521.13

РЕЗОНАНСНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ КОЛЬЦА СЖАТОЙ ПЛАНЕТЫ

И. А. Герасимов, Б. Р. Мушайлов

(ГАИШ)

В рамках плоской круговой ограниченной задачи трех тел, когда центральное тело является симметричным эллипсоидом вращения, получены решения, описывающие эволюцию орбит частиц кольца в случае резонансов первого порядка.

1. **Постановка задачи.** Рассмотрим плоский вариант ограниченной задачи трех тел в следующей постановке. Центральное тело P_0 представляет собой эллипсоид, симметричный относительно оси вращения, потенциал которого в декартовой системе координат с началом, совмещенным с его центром масс, дается выражением

$$W(r) = 1/r + \kappa/r^3, \quad (1)$$

где $\kappa = (1/2)J_2R_0^2$, J_2 — коэффициент 2-й зональной гармоники, R_0 — экваториальный радиус тела P_0 , r — радиус-вектор пассивно гравитирующей точки P , движущейся в экваториальной плоскости тела P_0 . Система единиц выбрана так, чтобы постоянная Гаусса и масса эллипсоида были равны единице.

Возмущающее тело P' является материальной точкой с массой $\mu \ll \kappa$. Будем полагать, что движение тела P' происходит по окружности единичного радиуса $a' > r$, расположенной в экваториальной плоскости тела P_0 , совмещенной с плоскостью XU . Тогда среднее движение тела P' равно $n' = C/a'^2$, где C и a' связаны уравнением [1]

$$C^2/a'^3 + dW/da' = 0, \quad (2)$$

так что $n' = \sqrt{1 + 3\kappa}$.

Далее будем считать, что среднее движение n материальной точки P в начальный момент времени удовлетворяет следующему условию:

$$|kn - (k+1)n'| \leq O(\sqrt{\mu}). \quad (3)$$

где k — целое число.

Заметим, что в случае точной соизмеримости первого порядка $n/n' = (k+1)/k$ имеем $n = [(k+1)/k] \sqrt{1 + 3\kappa}$, и для круговой орбиты