рис. 3, *б*, следует, что влияние отражения от торцов на порог генерации велико для коротких волокон и практически отсутствует в наиболее интересном для практических применений случае длинных волокон.

Влияние величины R_1R_2 на энергетический выход многоволоконного лазера иллюстрирует рис. 4. На нем приведена зависимость интенсивности излучения от накачки для жгута, один конец которого помещен в спирт ($R_1R_2=2{,}3\cdot10^{-3}$). Легко видеть, что влияние торцов максимально вблизи порога. На допороговом участке и при больших превышениях над порогом для длинных волокон оно мало.

В заключение отметим, что максимальная выходная энергия, полученная с одного конца жгута, составляет 0,3 Дж. Дальнейшее ее увеличение приводит к разрушению торцов световодов.

Авторы благодарят Л. И. Авакянц и И. М. Бужинского за предоставленные для исследований образцы и ценные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гватуа Ш. Ш. и др.//Квант. электроника. 1979. **6**, № 4. С. 870—872. [2] Джибладзе М. И. и др.//Там же. 1983. **10**, № 2. С. 432—434. [3] Горовая Б. С. и др.//Там же. 1977. **4**, № 4. С. 922—923. [4] Koester Ch., Snitzer E.//Appl. Opt. 1964. **3**, N 10. P. 1182—1188. [5] Авакянц Л. И., Бужинский И. М., Гуренко В. А., Корягина Е. И.//Оптико-механическая промышленность. 1982. № 5. С. 32—34. [6] Гаприндашвили Х. И. и др.//Квант. электроника. 1973. № 2 (14). С. 25—31. [7] Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А.//УФН. 1980. **131**, № 4. С. 653—694. [8] Bonifatio R., Lugiato L. A.//Phys. Rev. 1975. **A11**, N 5. P. 1507. [9] Авакянц Л. И., Бужинский И. М., Корягина Е. И., Суркова В. Ф.//Квант. электроника. 1978. **5**, № 4. С. 725—753. [10] Гватуа Ш. Ш. и др.//Там же. 1981. **8**, № 5. С. 1057—1060. [11] Сагарадзе В. Р. Исследование некоторых кинематических характеристик неодимового стекловолоконного лазера: дипломная работа. Тбилиси (Тбилисский ГУ), 1979. [12] Авакянц Л. И. и др.//Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по нерезонанс. взаимодействию опт. излучения с веществом. Вильнюс, 1984. С. 275.

Поступила в редакцию
10.11.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 2

УДК 535.36.01

О ВКЛАДЕ СОСТОЯНИЙ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА В СЕЧЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ВОЗБУЖДЕННОМ АТОМЕ ВОДОРОДА

С. М. Гладков, А. М. Желтиков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Методом теории возмущений рассчитан вклад непрерывного спектра в сечение комбинационного рассеяния света (КР) для атома водорода. Показано, что в ряде случаев вклад состояний непрерывного спектра в сечения процессов рассеяния света соизмерим с вкладом дискретного спектра.

В настоящей работе в качестве простейшей модели исследуется атом водорода, для которого известны точные решения уравнения Шрёдингера как для дискретного, так и для непрерывного спектра.

Рассматриваются 4 различные схемы КР (рис. 1):

1) стартовое состояние имеет главное квантовое число $n=1$, финальное состояние — главное квантовое число $n'=2$;

2) $n=2$, $n'=3$;

3) $n=3$, $n'=4$;

4) $n=4$, $n'=5$.

Сравним величины вкладов состояний дискретного и непрерывного спектров в сечение поляризованного КР вблизи границы континуума.

Для каждой из четырех схем рассматриваются 2 случая:

а) квант падающего излучения превышает порог ионизации;

б) квант падающего излучения меньше порога ионизации.

Вклад дискретного спектра в сечение поляризованного КР может быть вычислен по известной формуле [1]

$$\left(\frac{d\sigma}{do}\right)_{TJ\to T'J'} = \left(\frac{2\pi}{c}\right)^2 \frac{(\omega - E_{T'J'} + E_{TJ})^4}{\hbar^2 (2J+1)} e^4 \sum_M \left| \sum_{T''J''} \langle T''J''\|\mu\|T'J'\rangle^* \times \right.$$

$$\times \langle T''J''\|\mu\|TJ\rangle \begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J'' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \left\{ \frac{1}{E_{T''J''} - E_{TJ} - \omega} + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{1}{E_{T''J''} - E_{T'J'} + \omega} \right\} \right|^2, \qquad (1)$$

где индексы без штрихов относятся к стартовому состоянию, с одним штрихом — к финальному, с двумя штрихами — к промежуточному; J, J', J'' — полные угловые моменты соответствующих состояний; T, T', T'' — набор всех прочих квантовых чисел, характеризующих соответственно стартовое, финальное и промежуточное состояния; M — магнитное квантовое число; ω — энергия падающего излучения в см$^{-1}$; E_{TJ}, $E_{T'J'}$, $E_{T''J''}$ — энергии соответствующих состояний в см$^{-1}$; e — заряд электрона; c — скорость света; $\langle T''J''\|\mu\|T'J'\rangle$ — приведенные матричные элементы дипольных моментов с единичным зарядом.

Абсолютные значения приведенных матричных элементов могут быть вычислены с помощью сил осцилляторов [1]. В наших расчетах использованы данные [2]. При этом способе вычисления встает вопрос об определении знака (относительной фазы) приведенных матричных элементов, т. е. каждого члена суммы под знаком модуля в (1). Как следует из точных расчетов для атома водорода [3, 4], все члены входят в сумму (1) с одинаковым знаком.

Рис. 1. Схема комбинационного рассеяния в атоме водорода

Для того чтобы учесть вклад непрерывного спектра, нужно в формуле (1) от суммирования по дискретным промежуточным состояниям перейти к интегрированию по области непрерывного спектра. При этом используются радиальные волновые функции, относящиеся к области непрерывного спектра $R_{\varepsilon L}$, нормированные по следующему правилу:

$$\int_0^\infty r^2 R_{\varepsilon L}(r) R_{\varepsilon' L}(r)\, dr = \delta(\varepsilon - \varepsilon'),$$

где ε — энергия в см$^{-1}$, отсчитываемая от порога ионизации.

Для упрощения расчетов будем считать, что в начальном состоянии система характеризуется орбитальным квантовым числом $L=0$. Тогда из правил отбора следует, что $L''=1$. Будем считать, что $L'=0$. Данное упрощение относится и к вкладу дискретного спектра, и к вкладу континуума и не оказывает принципиального влияния на соотношение этих величин.

Вклад непрерывного спектра в сечение КР может быть вычислен по следующей формуле:

$$\left(\frac{d\sigma}{do}\right)_{TJ\to T'J'} = 2\,(2\pi)^4\,(\omega - E_{T'J'} + E_{TJ})^4 \begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} J'' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}^2 \times$$

$$\times \begin{Bmatrix} L'' & J'' & \frac{1}{2} \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} L'' & J'' & \frac{1}{2} \\ J & L & 1 \end{Bmatrix}^2 (2J'+1)\,(2J''+1)^2\, e^4 \left| \int_0^\infty R(n,\ L;\ \varepsilon,\ L'') \times \right.$$

$$\left. \times R(n',\ L';\ \varepsilon,\ L'') \left\{ \frac{1}{\varepsilon - b} + \frac{1}{\varepsilon + 2\,\mathrm{Ry} + b - E_n - E_{n'}} \right\} d\varepsilon \right|^2, \qquad (2)$$

где $R(n,\ L;\ \varepsilon;\ L'')$, $R(n',\ L';\ \varepsilon,\ L'')$ — радиальные интегралы (см. [3]), Ry — постоянная Ридберга, $b = \omega - \mathrm{Ry} + E_n$.

Радиальные части волновых функций состояний дискретного и непрерывного спектров приведены в [4]. В работе [5] приведены результаты вычислений радиальных интегралов для $n = 1,\ 2,\ 3,\ 4$. Для случая $n = 5$ интегрирование было выполнено нами. В принятых у нас обозначениях квадраты радиальных интегралов имеют следующий вид:

$$(R(1,\ 0;\ \varepsilon,\ 1))^2 = 2^8 \frac{a_0^3}{e^2} [B_1(\varkappa)]^5 f_1(\varkappa);$$

$$(R(2,\ 0;\ \varepsilon,\ 1))^2 = 2^{15} \frac{a_0^3}{e^2} [B_2(\varkappa)]^5 \{1 + 3B_2(\varkappa)\} f_2(\varkappa);$$

$$(R(3,\ 0;\ \varepsilon,\ 1))^2 = 3^5 2^8 \frac{a_0^3}{e^2} [B_3(\varkappa)]^5 \{9 + 96B_3(\varkappa) + 208\,[B_3(\varkappa)]^2 +$$

$$+ 128\,[B_3(\varkappa)]^3\} f_3(\varkappa);$$

$$(R(4,\ 0;\ \varepsilon,\ 1))^2 = \frac{2^{22}}{9} \frac{a_0^3}{e^2} [B_4(\varkappa)]^5 \{9 + 207B_4(\varkappa) + 1272\,[B_4(\varkappa)]^2 +$$

$$+ 3072\,[B_4(\varkappa)]^3 + 2944\,[B_4(\varkappa)]^4 + 960\,[B_4(\varkappa)]^5\} f_4(\varkappa);$$

$$(R(5,\ 0;\ \varepsilon,\ 1))^2 = \frac{8}{9}\, 10^5 \frac{a_0^3}{e^2} [B_5(\varkappa)]^5 \{225 + 9000B_5(\varkappa) + 94\,560[B_5(\varkappa)]^2 +$$

$$+ 252\,480\,[B_5(\varkappa)]^3 + 1\,432\,576\,[B_5(\varkappa)]^4 + 1\,800\,192\,[B_5(\varkappa)]^5 +$$

$$+ 1\,041\,408\,[B_5(\varkappa)]^6 + 221\,184\,[B_5(\varkappa)]^7\} f_5(\varkappa).$$

Здесь a_0 — боровский радиус, $\varkappa = (\mathrm{Ry}/\varepsilon)^{1/2}$,

$$f_n(\varkappa) = \frac{\exp(-4\varkappa\,\mathrm{arcctg}\,(\varkappa/n))}{1 - \exp(-2\pi\varkappa)};$$

$$B_n(\varkappa) = \frac{1}{1 + (n/\varkappa)^2}.$$

Для вычисления интеграла в выражении (2) были применены методы численного интегрирования. Результаты расчетов приведены в таблице. Из таблицы видно, что в случае, когда квант падающего излучения не достигает порога ионизации, вклад континуума в сечение КР атома водорода пренебрежим по сравнению с вкладом дискретного спектра для всех четырех рассматриваемых схем КР.

b, см$^{-1}$	$\left(\frac{d\sigma}{do}\right)_{дискр} \cdot 10^{27}$, см^2				$\left(\frac{d\sigma}{do}\right)_{непр} \cdot 10^{27}$, см^2			
	(1)	(2)	(3)	(4)	(1)	(2)	(3)	(4)
1 000	11,0	18,6	29,1	555	3,02	3,17	2,66	1,97
2 000	8,94	16,5	28,3	3,26	2,44	2,67	2,29	1,71
3 000	7,82	15,4	29,2	9,85	2,19	2,47	2,17	1,61
4 000	7,12	14,8	31,4	13,3	2,05	2,39	2,11	1,56
5 000	6,64	14,4	35,6	15,3	2,00	2,33	2,10	1,54
6 000	6,29	14,2	44,5	16,8	1,96	2,34	2,10	1,51
7 000	6,03	14,1	71,3	17,9	1,90	2,34	2,11	1,50
8 000	5,84	14,0	454	18,9	1,88	2,35	2,12	1,49
9 000	5,68	14,1	12,3	19,9	1,87	2,38	2,16	1,48
10 000	5,56	14,1	1,5	20,7	1,86	2,41	2,18	1,47
—1 000	13,7	6,19	10,1	—	1,11	0,71	0,33	—
—100				67,3				1,88

Рассмотрим ситуацию, когда квант падающего излучения превышает границу ионизации. Тогда, как правило, за исключением специальных случаев, вклад состояний дискретного спектра в сечение КР превышает вклад континуума, хотя по порядку величины вклады близки.

Следует обратить внимание на тот факт, что чем выше уровни, на которых происходит комбинационное рассеяние, тем меньше величина отношения вклада состояний непрерывного спектра к вкладу дискретного спектра. Это связано с тем обстоятельством, что чем больше главное квантовое число состояния, тем больше вероятность перехода в соседнее состояние (с изменением главного квантового числа на единицу) по сравнению со всеми остальными переходами. Сила осциллятора для перехода $n \to n+1$ растет пропорционально n^2. Это видно и из рис. 2, на котором приведены зависимости квадратов радиальных интегралов $(R(n, 0; \varepsilon, 1))^2$ от энергии перехода ε. Чем больше стартовое n, тем быстрее спадает радиальный интеграл как функция энергии перехода.

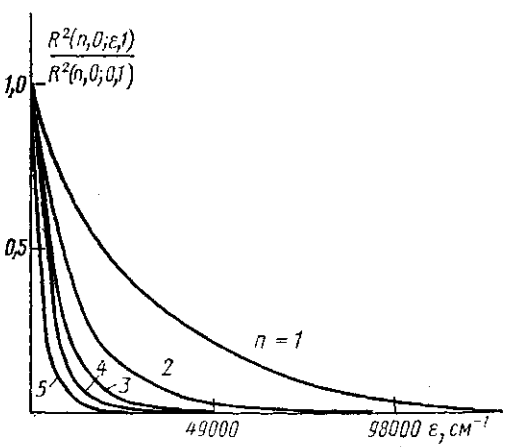

Рис. 2. Графики квадратов радиальных интегралов $R^2(n, 0; \varepsilon, 1)$

Ситуация, когда вклад континуума становится больше вклада дискретных уровней (схема 3), достигается путем специального подбора величины кванта падающего излучения. Из выражения (1) видно, что в этом случае 2-е слагаемое в фигурных скобках меняет знак после резонанса (при $b = 8320$ (см)$^{-1}$) и вклад состояний дискретного спектра резко уменьшается.

Легко заметить, что и в случае (б), когда порог ионизации не достигается, в схеме КР со стартовым уровнем, имеющим главное квантовое число $n \geqslant 5$ ($n' = n+1$, как и в схемах 1—4), так что выполняется условие $1/n^2 > 1/(n-1)^2 - 1/(n+1)^2$, при соответствующем подборе

кванта падающего излучения может осуществляться ситуация преимущественного вклада состояний непрерывного спектра в сечение КР.

Проведенное сравнение вклада состояний непрерывного спектра в сечение КР с вкладом дискретного спектра вблизи границы континуума для атома водорода в случае рассмотренных схем КР позволяет сделать следующие выводы:

1) когда КР происходит на возбужденных уровнях, существует возможность выбора величины кванта падающего излучения таким образом, что вклад непрерывного спектра в сечение КР может оказаться больше вклада состояний дискретного спектра;

2) если величина кванта падающего излучения не отвечает требованиям п. 1, то вклад дискретного спектра превышает вклад континуума, при этом в случае, когда квант излучения превышает порог ионизации, эти вклады близки по порядку величины;

3) отношение вклада дискретного спектра к вкладу континуума в сечение КР растет с увеличением главных квантовых чисел состояний, на которых происходит рассеяние.

В заключение авторы выражают глубокую признательность С. А. Ахманову за постоянное внимание и поддержку при работе, Н. И. Коротееву за ценные советы и стимулирующие обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Vriens L., Adriaansz M.//J. Appl. Phys. 1975. 46, N 7. P. 3146—3150. [2] Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M. Atomic transitions probabilities. NSRDS-NBS. 1966. P. 1—6. [3] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1977. С. 208—222. [4] Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960. С. 260—321. [5] Harriman J. M.//Phys. Rev. 1956. 101, N 2. P. 594—598.

Поступила в редакцию
19.11.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 2

УДК 621.373.826.038.824

СООТНОШЕНИЕ ГЕНЕРАЦИОННОГО И ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ПРОЦЕССОВ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ГЕНЕРИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ

М. Б. Левин, М. Г. Рева, В. В. Родченкова, Б. М. Ужинов

(кафедра химической кинетики химического факультета)

Изучен вопрос о доминирующем механизме переноса энергии в трех донорно-акцепторных парах красителей в зависимости от концентрации акцептора при лазерном возбуждении растворов.

Процессы переноса энергии электронного возбуждения, использующиеся в активных средах лазеров на органических соединениях [1—3], могут осуществляться как излучательным, так и безызлучательным путями. Излучательный перенос происходит при поглощении акцептором энергии либо спонтанного (люминесценция) [4], либо стимулированного испускания донора. Назовем условно первый тип переноса излучательным спонтанным (ИСП), а второй тип — генерационным переносом (ГП) энергии [5].

В работе [4] на примере донорно-акцепторных систем родамин 6Ж (Р6Ж) — оксазин 17 (О17), родамин 6Ж — крезиловый фиолето-