

Следует отметить, что в спектрах поглощения в области переходов $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ наблюдались дополнительные линии, не связанные с ионом Nd^{3+} , проявляющиеся и для нелегированных образцов. Одни линии сужались и более четко выделялись при понижении температуры от комнатной до азотной. Они, по-видимому, связаны с многофононными процессами. Интенсивность других линий была различной для образцов разных серий. Последние могут быть обусловлены взаимодействием ИК излучения с дефектами кристаллической решетки.

Литература

- [1] В. А. Беляев, Ю. Ф. Бирюлин, А. Д. Бондарев, Е. И. Леонов, Ю. В. Шмарцев. Письма ЖТФ, 3, 1246, 1977.
- [2] В. А. Беляев, Ю. Ф. Бирюлин, А. Д. Бондарев, Е. И. Леонов, О. А. Лупал, Ю. В. Шмарцев. Письма ЖТФ, 4, 1189, 1978.
- [3] А. А. Каминский, С. Э. Саркисов, А. А. Майер, В. А. Ломонов, В. А. Балашов. Письма ЖТФ, 2, 156, 1976.
- [4] А. А. Каминский. Лазерные кристаллы. «Наука» М., 1975.
- [5] G. H. Dieke. Spectra and Energy Levels of Rare Earth Ions in Crystals. Interscience Publishers, New York—London—Sydney—Toronto, 1968.
- [6] Г. Б. Боккий. Кристаллохимия. «Наука», М., 1971.
- [7] D. C. Craig, N. C. Stephenson. J. Solid State Chemistry, 15, 1, 1975.
- [8] S. C. Abrahams, P. B. Jamieson, J. L. Bernstein. J. Chem. Phys., 47, 4034, 1967.

Поступило в Редакцию 4 марта 1980 г.

УДК 539.186.3+539.194

НЕРЕЗОНАНСНАЯ РАДИАЦИОННАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА

Р. З. Витлина и А. В. Чаплик

В последнее время появилось несколько экспериментальных работ, в которых исследуются неупругие процессы при столкновениях атомных частиц, стимулированные лазерной подсветкой [1-4]. В этих процессах переходы между электронными состояниями квазимолекулы, образованной партнерами по столкновению, сопровождаются рождением или уничтожением фотонов сильного поля. Фактически речь идет о некотором механизме поглощения (или испускания) света, причем характерная частота не совпадает, вообще говоря, с резонансными частотами атомных переходов или с полосами поглощения устойчивых молекул.

В теоретических работах по радиационному обмену возбуждением [5] и радиационной перезарядке [6] задачи решались в простейших предположениях относительно поведения квазимолекулярных термов. Если считать, что термы монотонно расходятся при сближении атомов, то центр линии радиационного обмена возбуждением соответствует дефекту резонанса на бесконечности, т. е. разности энергий в изолированных атомах [5]. Ширина линии радиационного столкновения определяется его сечением, зависит от интенсивности подсветки и практически во всех случаях должна быть много больше доплеровской и ударной ширин. Обе эти характерные черты радиационных столкновений наблюдались в работах [1, 2, 4], посвященных обмену возбуждением. Однако при наблюдении перезарядки $\text{Ca}^+ + \text{Sr} + h\nu \rightarrow \text{Ca} + \text{Sr}^+$ авторы [3] обнаружили сдвиг центра линии (т. е. сдвиг максимума сечения как функции частоты подсветки) от положения, соответствующего дефекту резонанса на бесконечности. Объяснение этого явления, а также вычисление сечения указанного процесса и ширины линии радиационной перезарядки является целью настоящего сообщения.

Основное отличие указанной реакции от простой модели, рассмотренной в [6], заключается в существенном влиянии поляризационного взаимодействия на зависимость термов квазимолекулы от расстояния R . Поскольку $\alpha_{\text{Sr}} > \alpha_{\text{Ca}}$ (α — поляризуемость атомов в нормальном состоянии), то величина $\Delta E(R)$ — разность адиабатических термов квазимолекулы $(\text{SrCa})^+$, между которыми совершается переход, имеет минимум при некотором $R=R_0$. Поэтому наиболее интенсивные переходы происходят, когда частота лазерного поля ω близка к $\Delta E(R_0)$, что и является причиной наблюдаемого в [3] сдвига центра линии.

Мы рассчитали интеграл перекрытия волновых функций электрона, совершающего переход, поляризационный вклад в термы системы и недиагональный матричный элемент взаимодействия с полем лазерного излучения $V=d\epsilon$, где d — матричный элемент дипольного момента, квазимолекулы, ϵ — электрический вектор волны. Для вычисления указанных величин использовался асимптотический вид волновых функций [7], значения α_{Sr} и α_{Ca} взяты из [8]. В результате мы нашли $R_0=16.5$ а. е., $\Delta E(R_0)-\Delta E(\infty)=-107.3$ см⁻¹, $V(R_0)=14.2$ см⁻¹. Последнее значение соответствует интенсивности лазерного луча $J=10^9$ В/см² в соответствии с экспериментом [3].

Поскольку разность термов квазимолекулы содержит обменный вклад, то в рассматриваемом процессе реализуется предположение модели [6]: $|\Delta E(R)| < V(R)$ в некоторой области $[R_1, R_2]$, содержащей точку R_0 . Таким образом, отличие от обычной перезарядки [9] заключается в том, что область $R < R_1$ оказывается неэффективной.

В таблице приведены значения σ в зависимости от расстройки $\Omega=\Delta E(\infty)-\omega$. Основной причиной падения сечения с ростом Ω в данном случае является уменьшение интервала $[R_1, R_2]$.

Ω , см ⁻¹	$\sigma \cdot 10^{-15}$, см ²	Ω , см ⁻¹	$\sigma \cdot 10^{-15}$, см ²
92.2	11.9	103.2	8.4
94.4	10.86	105.4	7.7
96.6	10.3	107.5	6.94
98.8	9.7	109.7	6.15
101	9.14	112	5.28

При меньших Ω (начиная примерно с $\Omega=80$ см⁻¹) ситуация соответствует модели Ландау [10] с двумя критическими точками, а при изменении знака Ω остается одна критическая точка. В этом случае сечение может быть рассчитано в аналитическом виде. Расчет показывает, что при изменении Ω от 0 до 80 см⁻¹ сечение меняется от $3 \cdot 10^{-15}$ до $5.6 \cdot 10^{-15}$ см².

Полученные расчетные значения сдвига δ и ширины линии γ равны соответственно 92, 30 см⁻¹, а сечение в максимуме $12 \cdot 10^{-15}$ см². В эксперименте [3] получено: $\delta=68$ см⁻¹, $\gamma=50$ см⁻¹, $\sigma=5 \cdot 10^{-15}$ см². Заметим, что результаты существенно зависят от значений поляризуемостей (особенно величина δ), а в литературе имеется существенный разброс величин α_{Sr} и α_{Ca} . Например, при $\Delta\alpha=17.55$ а. е. [11] получается $\sigma=9.9 \cdot 10^{-15}$ см², $\gamma=22$ см⁻¹, $\delta=22$ см⁻¹.

В заключение заметим, что сечение радиационного столкновения имеет максимум по Ω , если в модели Ландау не учитывать обменный вклад в диагональные элементы, а V считать экспоненциальной функцией R [12]. Однако этот максимум расположен при гораздо больших Ω и не имеет отношения к эксперименту [3]. В реальной ситуации обменный вклад в диагональные элементы необходимо учитывать, и это приводит к сдвигу центра линии за счет немонотонности функции $\Delta E(R)$.

- [1] D. B. Lidov, R. W. Falcone, J. F. Young, S. F. Harris. Phys. Rev. Lett., **36**, 462, 1976.
- [2] R. W. Falcone, W. R. Green, J. C. White, J. F. Young, S. E. Harris. Phys. Rev., **A15**, 1333, 1977.
- [3] W. R. Green, M. D. Wright, J. F. Young, S. E. Harris. Phys. Rev. Lett., **43**, 120, 1979.
- [4] W. R. Green, M. D. Wright, J. Lukasik, J. F. Young, S. E. Harris. Optics Lett., **4**, 265, 1979.
- [5] Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко. ЖЭТФ, **62**, 1686, 1972.
- [6] Р. З. Витлина, А. В. Чаплик, М. В. Энтин. ЖЭТФ, **67**, 1667, 1974.
- [7] Б. М. Смирнов. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. Атомиздат, М., 1973.
- [8] P. L. Altik. J. Chem. Phys., **40**, 238, 1964.
- [9] Ю. Н. Демков. ЖЭТФ, **45**, 195, 1963.
- [10] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, М., 1963.
- [11] T. M. Miller, B. Bederson. Phys. Rev., **A14**, 1572, 1976.
- [12] Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко. ЖТФ, **14**, 234, 1975.

Поступило в Редакцию 7 мая 1980 г.

УДК 535.317.25 : 535.853

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ИК СПЕКТРОМЕТРА НА ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

С. А. Комаров, В. В. Красников и В. С. Соломатин

В настоящее время хорошо известны нелинейные ИК спектрометры, использующие трехчастотное параметрическое взаимодействие в нелинейных кристаллах [1, 2]. Принцип работы таких спектрометров основан на зависимости условий фазового синхронизма от частоты сигнального излучения при заданной геометрии взаимодействия. В этом случае спектральное разрешение определяется длиной взаимодействия и дисперсией кристалла. Реализация предельного разрешения даже при использовании монохроматической накачки накладывает жесткие ограничения на расходимость как волны накачки, так и волны сигнала. Это достигается увеличением диаметров взаимодействующих пучков, что приводит к уменьшению эффективности преобразования.

Иной тип нелинейного спектрометра может быть создан при использовании резонансного четырехфотонного преобразования частоты вверх в парах щелочных металлов [3]. Возможная схема такого спектрометра такова. Мощное монохроматическое излучение накачки с частотой ω_{n1} и сигнальное ИК излучение с частотой ω_c двухфотонно возбуждают дипольно-запрещенный переход атома щелочного металла из основного состояния nS в ks - или kd -состояния. Частота ω_{n2} другого мощного излучения накачки выбирается из условия фазового согласования взаимодействующих волн и близка к частоте дипольно-разрешенного $ks-lp$ - или $kd-lp$ -перехода. Как известно [4], нелинейная кубическая восприимчивость $\chi^{(3)}$ и эффективность преобразования η при этих условиях резонансно велики, если $\omega_{n1} + \omega_c = \omega_{12}$, где ω_{12} — частота выбранного дипольно-запрещенного перехода. При отстройке от двухфотонного резонанса величины $\chi^{(3)}$ и η уменьшаются. Поэтому при фиксированной частоте накачки эффективно преобразовываться может только то ИК излучение, частота которого близка к частоте $\omega_{12} - \omega_{n1}$.