индуцируемой интенсивной волной на дипольном переходе, и приводит к повороту эллипса поляризации пробной волны на квадрупольном переходе.

В частном случае, когда интенсивная волна поляризована циркулярно (левый круг), а слабая — линейно вдоль оси x, в среде возникает поворот плоскости поляризации пробной волны. Угол поворота φ равен

$$\varphi=\frac{\pi N k_1^3 |f|^2 z}{40\hbar\varepsilon_1}\frac{|\xi_{2+}|^2(2|\xi_{2+}|^2-1)}{(1-|\xi_{2+}|^2)(1-3|\xi_{2+}|^2)}, \tag{5}$$

где N — плотность атомов.

При малых нелинейностях $\varphi\simeq|\xi_{2+}|^2$ в режиме насыщения $\varphi\sim\text{const}$.

В проведенных нами теоретических расчетах не учитывались спектральные ширины линий, что позволяет использовать результаты в области больших (по сравнению с шириной линии) расстроек резонанса. Учет ширин привел бы к тому, что помимо поворота эллипса (плоскости) поляризации возникала бы также его деформация.

Численно оценим угол поворота в парах щелочных металлов. При плотностях атомов $N\simeq10^{16}$ см$^{-3}$, длине среды $z\simeq10$ см, плотности мощности $P_2\sim10^5$ Вт/см^2 и расстройках резонанса $\varepsilon_1\sim\varepsilon_1+\varepsilon_2\sim10^{-1}$ см$^{-1}$ угол поворота φ достигает величин порядка 10^{-4} рад. Эта величина на несколько порядков превышает угол поворота от конкурирующих нерезонансных дипольных переходов.

Проведенные нами расчеты показывают, что квадрупольное вращение плоскости поляризации можно реально наблюдать на эксперименте. Ярко выраженный резонансный характер поворота можно использовать для выявления квадрупольных переходов. Измеряя угол поворота, можно определять величину квадрупольных матричных элементов переходов.

Литература

[1] M. Lambropoulos, S. F. Moody, S. J. Smith, W. C. Lineberger. Phys. Rev. Lett., *35*, 159, 1975.
[2] D. S. Bethune, R. W. Smith, Y. R. Shen. Phys. Rev. Lett., *37*, 431, 1976.
[3] D. S. Bethune, R. W. Smith, Y. R. Shen. Phys. Rev. Lett., *38*, 647, 1977.
[4] В. М. Арутюнян, Т. А. Папазян, Г. Г. Адонц, А. В. Карменян, С. П. Ишханян, Л. Хольц. ЖЭТФ, *68*, 44, 1975.
[5] P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev., *A15*, 2009, 1977.

Поступило в Редакцию 1 июня 1979 г.

УДК 539.186.3+673.373 : 535

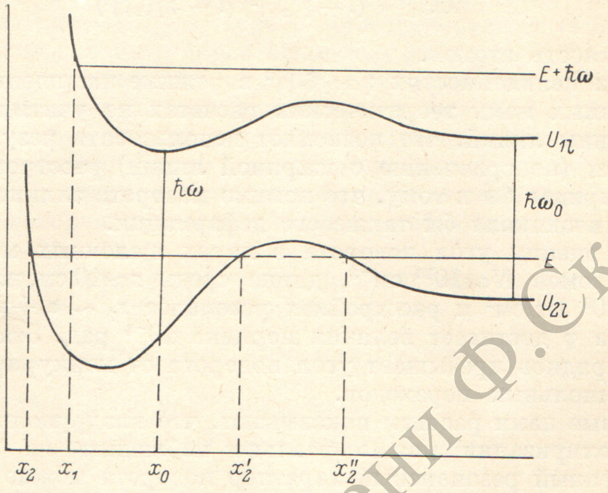
ПОДБАРЬЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НЕУПРУГОМ КАНАЛЕ ПРИ МЕДЛЕННЫХ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

М. Я. Агре и *Л. П. Рапопорт*

Для описания неадиабатических переходов при медленных атомных столкновениях обычно ограничиваются двухканальным приближением. При близких столкновениях область неадиабатичности может оказаться расположенной слева от эффективного потенциального барьера в одном из термов (см. рисунок). В этом случае сечение должно иметь резонансные особенности, связанные с длительным квазифинитным движением ядер слева от барьера. Недавно в работе [1] было учтено влияние центробежного барьера в неупругом канале на вероятность неадиабатического перехода.

Роль центробежного барьера в упругом канале кажется менее существенной. В данном сообщении мы покажем, что формула, полученная в [1], описывает также влияние эффективного потенциального барьера в упругом канале на вероятность неадиабатического перехода. Постановка одной задачи отличается от другой граничным условием.

В квазиклассическом приближении уравнения двухканальной задачи рассеяния для ядерных волновых функций $\psi_l^{(j)}$ $(j=1,\ 2)$, описываю-



Эффективные потенциальные энергии ядер с учетом центробежного члена, соответствующие двум электронным состояниям квазимолекулы.

ω — частота поглощенного фотона, ω_0 — невозмущенная атомная частота ($\omega > \omega_0$).

щие неупругие переходы в системе двух атомов с поглощением фотона, после отделения угловых частей можно записать в виде

$$\alpha^2 \frac{d^2}{dx^2} \Psi_l + P(x)\, \Psi_l = 0, \tag{1}$$

где

$$\Psi_l = \begin{pmatrix} \Psi_l^{(1)} \\ \Psi_l^{(2)} \end{pmatrix}, \quad P(x) = \begin{pmatrix} 1 - \dfrac{U_{1l}(x) - \hbar\omega - U_{2l}(\infty)}{E} & \dfrac{V(x)}{E} \\ \dfrac{V^*(x)}{E} & 1 - \dfrac{U_{2l}(x) - U_{2l}(\infty)}{E} \end{pmatrix},$$

$$U_{jl}(x) = U_j(x) + \frac{\alpha^2 (l + 1/2)^2}{x^2}, \quad x = R/R_0,$$

R_0 — эффективный радиус взаимодействия, $\alpha = \lambda\!\!\!^{-}/R_0$ — квазиклассический параметр ($\alpha \ll 1$), $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar\,(2\mu E)^{-1/2}$ — де-бройлевская длина волны, V пропорционален амплитуде напряженности электрического поля волны и матричному элементу дипольного момента между состояниями 2 и 1 квазимолекулы, ω — частота волны. Область неадиабатичности определяется условием $U_2(x_0) + \hbar\omega = U_1(x_0)$. Система уравнений (1), очевидно, описывает неупругие переходы при медленных атомных столкновениях в отсутствие электромагнитного поля. В этом случае V имеет смысл матричного элемента конфигурационного взаимодействия, $U_1(x) - \hbar\omega$ заменяется на $U_1(x)$, а область неадиабатичности определяется пересечением термов квазимолекулы, $U_1(x_0) = U_2(x_0)$.

В работе [2] было показано, что в квазиклассическом приближении вдали от классических точек поворота в области неадиабатичности решение системы уравнений (1) имеет вид

$$\Psi_l^{(j)} = \lambda_j^{-1/4} \left[a_{j-} \exp\left(-i \left(L_j(x_j,\ x) + \frac{\pi}{4} \right) \right) - a_{j+} \exp\left(i \left(L_j(x_j,\ x) + \frac{\pi}{4} \right) \right) \right].$$

Также в [2] найдена связь между амплитудами $a_{1\pm}$, $a_{2\pm}$ в области $x_0 < x < x'_2$ при условии регулярности ядерных функций в нуле

$$a_{j+} = T_{j1} a_{1-} + T_{j2} a_{2-}, \qquad (2)$$

где

$$T_{12} = T_{21} = 2i \cos(\sigma - \Phi)\, e^{-\delta} (1 - e^{-2\delta})^{1/2}, \quad T_{11} = T_{22}^* = e^{-2\delta} - e^{-2i(\sigma - \Phi)} (1 - e^{-2\delta}).$$

Здесь

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2}(P_{11} + P_{22}) \pm |P_{12}|(1 + q^2)^{1/2}, \quad q = (P_{11} - P_{22})(2|P_{12}|)^{-1},$$

$$L_{1,2}(x, x') = \frac{1}{\alpha} \int\limits_x^{x'} \lambda_{1,2}^{1/2} dx, \quad \sigma = L_1(x_1, x_0) - L_2(x_2, x_0),$$

$\delta = \frac{i}{2\alpha} \oint |P_{12}| \left[(\lambda_1^{1/2} + \lambda_2^{1/2}) \frac{dq}{dx} \right]^{-1} (1 + q^2)^{1/2} dq$ — интеграл по контуру, обходящему точки ветвления функции $(1 + q^2)^{1/2}$ в комплексной x-плоскости,

$$\Phi = \frac{\pi}{4} - \frac{\delta}{\pi} + \frac{\delta}{\pi} \ln \frac{\delta}{\pi} - \arg \Gamma\left(1 + i \frac{\delta}{\pi}\right).$$

Для того чтобы учесть влияние барьера в упругом канале, необходимо поставить граничное условие, соответствующее отсутствию падающей волны по 1-му терму

$$a_{1-} = 0. \qquad (3)$$

Обозначим амплитуды падающей и уходящей волн по 2-му терму справа от барьера через $A_{2\pm}$. Тогда, воспользовавшись результатами монографии [3], можно получить следующие формулы связи:

$$\left.\begin{aligned} a_{2-} \exp(-iL_2(x_2, x'_2)) &= A_{2+}(R/T)^{1/2} + A_{2-} \frac{1}{T^{1/2}} \exp\left(-i\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)\right), \\ -a_{2+} \exp(iL_2(x_2, x'_2)) &= A_{2+} \frac{1}{T^{1/2}} \exp\left(i\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)\right) + A_{2-}(R/T)^{1/2}, \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

где коэффициенты отражения R и прохождения T через барьер определяются соотношениями

$$R = \frac{1}{1 + e^{-2K}}, \quad T = \frac{1}{1 + e^{2K}},$$

$$K = \frac{1}{\alpha} \int\limits_{x'_2}^{x''_2} |\lambda_2^{1/2}(x)|\, dx > 0 \quad \text{в случае непроницаемого барьера,}$$

$$K = \frac{2i}{\alpha} \int\limits_{x'}^{x' + iy'} \lambda_2^{1/2}(z)\, dz < 0, \quad \lambda_2(x' + iy') = 0 \quad \text{в случае проницаемого барьера.}$$

Фазу φ можно определить, сшивая квазиклассическое решение с точным в случае параболического барьера

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{K}{\pi} + \frac{K}{\pi} \ln \left| \frac{K}{\pi} \right| + \arg \Gamma\left(\frac{1}{2} - i \frac{K}{\pi}\right).$$

Положим $A_{2-} = 1$. Тогда вероятность неадиабатического перехода определяется квадратом модуля a_{1+}

$$W = |a_{1+}|^2. \qquad (5)$$

Из уравнений (2)—(4) можно найти все неизвестные амплитуды; в частности, для интересующей нас в данной задаче амплитуды a_{1+} получаем следующее выражение:

$$a_{1+} = \frac{T_{12} T^{1/2} \exp\left(i\left(L_2(x_2, x'_2) + \frac{\pi}{2} - \varphi\right)\right)}{1 + R^{1/2} T_{22} \exp\left(i\left(2L_2(x_2, x'_2) + \frac{\pi}{2} - \varphi\right)\right)}.$$

Вероятность неадиабатического перехода (5) можно привести к виду

$$W = \frac{W_л e^{-2K}}{4\left[(1+e^{-2K})(1-W_л)\right]^{1/2}\cos^2\left(L_2(x_2,\ x_2') + \varkappa + \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right) + \left[(1+e^{-2K})^{1/2} - (1-W_л)^{1/2}\right]^2}, \qquad (6)$$

где

$$\varkappa = \frac{1}{2}\arg\left[e^{-2\delta} - e^{2i(\sigma-\Phi)}(1-e^{-2\delta})\right], \quad W_л = 4e^{-2\delta}(1-e^{-2\delta})\cos^2(\sigma-\Phi).$$

В приближении линейных термов $W_л$ переходит в известную формулу Ландау—Зинера с учетом квантовых, осцилляций и определяет вероятность неадиабатического перехода, когда влиянием барьера можно пренебречь ($K \ll -1$).

Вероятность W (6) имеет резонансные особенности, если $e^{-2K} \ll 1$ и $W_л \ll 1$. В случае слабой связи $\delta \ll 1$, резонансы определяются связанными уровнями во 2-й диабатической яме, а в случае сильной связи $\delta \gg 1$ — в адиабатической яме. Как показывает анализ, для не очень широкого барьера, $W_л \ll e^{-K}$, резонансная вероятность перехода при подбарьерном движении значительно превосходит вероятность неадиабатического перехода, когда влиянием барьера можно пренебречь. Если резонансы не разрешены по энергии, то влияние барьера все же проявляется в нелинейной зависимости вероятности перехода (6) от величины связи δ [1]. Таким образом, в случае столкновений в лазерном поле центробежная часть потенциальной энергии может определять нелинейную зависимость сечения возбуждения с поглощением фотона от интенсивности не только при сближении атомов по отталкивательному терму, как отмечено в [1], но и при сближении по терму с эффективным потенциальным барьером.

Литература

[1] Т. А. Вартанян, С. Г. Пржибельский. Опт. и спектр., *45*, 433, 1978.

[2] G. V. Dubrovskiy, I. Fischer-Hjalmars. J. Phys., B, *7*, 892, 1974.

[3] Н. Фрёман, П. У. Фрёман. ВКБ приближение. «Мир», М., 1967.

Поступило в Редакцию 4 июня 1979 г.

УДК 539.194.01

О СПЕКТРАЛЬНОМ ПРОЯВЛЕНИИ НЕЛИНЕЙНОСТИ ОСЦИЛЛЯТОРА

А. Ф. Бондарев

Известно, что частота колебаний нелинейного осциллятора зависит от его энергии. Этот факт был положен в основу флуктуационного механизма уширения линий, описанного в работах [1-3] и сводящегося к тому, что флуктуации энергии осциллятора вызывают флуктуации частоты. При этом допускалось, что форма линии описывается кривой Гаусса и определение ширины контура сводилось к вычислению среднеквадратичной флуктуации частоты осциллятора. Несмотря на то что флуктуационный механизм хорошо согласуется с опытом, некоторая искусственность вышеуказанного допущения побуждает сделать оценку ширины линий, исходя из других соображений. Целью настоящего сообщения является попытка сделать это прямым методом на основе разложения Фурье. Эта задача