

ОБ ЭФФЕКТЕ НАСЫЩЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ
МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ ДИСКРЕТНОГО И НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА

А. А. Самохин

УДК 539.186.22

Обсуждаются возможные проявления эффекта насыщения при индуцированных переходах из дискретного в непрерывный спектр (ионизация и диссоциация) под действием сильного поля излучения.

Эффекты насыщения в квантовых системах с квазидискретными (узкими) уровнями, на которые воздействует переменное электромагнитное поле, были исследованы достаточно подробно в СВЧ и радиодиапазоне, и многие полученные при этом результаты применены непосредственно к оптическим переходам /1-3/. Как известно, насыщение становится заметным в том случае, когда вероятность перехода в единицу времени w_{10}^0 , индуцированная переменным полем, делается сравнимой со скоростью релаксации, т.е. с шириной уровня. Если релаксация обусловлена распадом системы на разлетающиеся фрагменты, как это имеет место при диссоциации или ионизации, то соответствующее состояние принадлежит уже не квазидискретному, а непрерывному спектру, "ширина" которого, вообще говоря, порядка характерной энергии связи системы. В подобных случаях возникновение насыщения при допустимых значениях интенсивности внешнего поля I , меныших внутриатомной величины I_a , возможно далеко не всегда. В настоящем сообщении рассматривается вопрос о том, как может проявляться эффект насыщения при переходах между дискретным и непрерывным спектром.

Для состояний непрерывного спектра классическим аналогом времени жизни квазидискретных состояний может служить по порядку величины отношение a/v , определяемое размером a локализации системы и относительной скоростью v разлетающихся фрагментов. В случае фотоионизации атома или молекулы при достаточном превышении над порогом величина $a/v \leq 10^{-15}$ сек оказывается

слишком малой для проявления эффекта насыщения при допустимых $I < I_a$. Подобные соображения требуют уточнения вблизи порога ионизации, где разность $\Delta E = \hbar\omega_1 - E_1$ между энергией ионизирующего кванта $\hbar\omega_1$ и потенциалом ионизации E_1 мала и скорость $v \approx (\Delta E/m)^{1/2}$ может быть, в принципе, тоже малой, что должно, казалось бы, благоприятствовать выполнению условия $w_1^0 \approx v/a$. Необходимо иметь в виду, однако, что при $\Delta E < \hbar w_1^0$ роль превышения над порогом будет играть фактически неопределенность энергии фотозлектрона $\Delta E_{\phi} = \hbar w_1^0$. Отсюда следует, что условие насыщения

$$w_1^0 \approx v/a \approx (\hbar w_1^0/m)^{1/2} a^{-1} \quad (I)$$

будет выполняться при $w_1^0 \approx \hbar/ma^2$, чему соответствуют интенсивности внешнего поля, сравнимые с I_a . Не останавливаясь подробно на таких особенностях порогового поведения в сильном поле излучения, как смещение порога, туннелирование и пр., которые представляют самостоятельный интерес, отметим, что более подробное исследование вряд ли изменит характер полученного здесь качественного вывода, хотя бы уже потому, что в сильном поле должно происходить эффективное уменьшение порога ионизации.

Таким образом, приведенные выше оценки показывают, что в случае однофотонной ионизации эффект насыщения не может возникать в допустимой области интенсивностей излучения. Это означает, в частности, что поведение заселенности $n_1(t)$ изолированного уровня, на который действует ионизирующее излучение с частотой $\hbar\omega_1 > E_1$, будет описываться обычным релаксационным уравнением $dn_1/dt = -w_1^0 n_1$ при $w_1^0 \ll \omega_1$ и $I \ll I_a$.

Оспилляции вероятности перехода во времени при ионизации с уровня могут иметь место, например, при модуляции интенсивности излучения или при наличии резонансной связи этого уровня с другими дискретными уровнями системы. Последняя ситуация может возникать /4/ при многофотонной ионизации с резонансом на промежуточном уровне. В простейшем варианте, когда ионизация осуществляется через один резонансный уровень i , вероятность ионизации в единицу времени $w_i(t) = w_i^0 n_i(t)$ пропорциональна зависящей от времени заселенности $n_i = |a_i(t)|^2$ этого уровня, которая определяется из решения уравнения Шредингера для системы с квази-

дискретными уровнями, причем ширина уровня i содержит ионизационную добавку $\Gamma_i = \hbar w_i^0/2$.

Если уровень i связан резонансно только с одним дискретным уровнем, то квазидискретная подсистема сводится к хорошо известной двухуровневой системе. Для системы, первоначально находящейся на нижнем уровне, с которого ионизация непосредственно не происходит, вероятность ионизации $w_i(t)$ при малых временах пропорциональна t^2 , причем степенная зависимость от времени в предэкспоненциальном множителе может сохраниться и в дальнейшем, если корни характеристического уравнения совпадают /5,6/. В более общем случае $w_i(t)$ выражается через шпур от произведения матрицы плотности квазидискретной подсистемы и той части релаксационной матрицы, которая связана с переходами в ионизационный континуум. В представлении, диагонализующем невозмущенный гамильтониан системы, релаксационная матрица содержит, вообще говоря, недиагональные элементы, которые описывают интерференцию между различными каналами ионизации. В рамках данного подхода распределение фотоэлектронов по энергии определяется квадратом модуля от коэффициентов разложения $a_{\mathbf{r}}(t)$ полной волновой функции системы $\psi(t) = \int a_{\mathbf{E}}(t)\psi_{\mathbf{E}}dE + \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}(t)\psi_{\mathbf{k}}$ по стационарным состояниям непрерывного спектра $\psi_{\mathbf{E}}$ невозмущенного гамильтониана, которые находятся непосредственно из полного уравнения Шредингера для ψ по известным уже амплитудам состояния $a_{\mathbf{k}}(t)$ квазидискретной подсистемы.

Рассмотренное выше приближение основано на медленности нарастающего эффекта по сравнению с оптической частотой ($w_i^0 \ll \omega_i$) и с характерным временем "релаксации" электрона в континууме, а также на слабой зависимости вероятности перехода в континуум w_i^0 , вычисляемой в низших порядках теории возмущения, от частоты ω_i в диапазоне $\Delta\omega_i = w_i^0$. Это позволяет ввести релаксационную матрицу для квазидискретной подсистемы и описывать затем поведение этой подсистемы в известной степени независимо от континуума. Такой подход может оказаться полезным при рассмотрении многофотонной резонансной ионизации атомов, которая интенсивно исследуется в настоящее время /7,8/.

В случае диссоциации подобная процедура может оказаться, однако, неприменимой, поскольку вследствие большой массы ядер

время их разлета существенно больше, и индуцированный возврат системы из континуума может стать заметным при $I < I_a$. Другими словами, в случае фотодиссоциации может проявляться эффект насыщения по переходам из дискретного в непрерывный спектр.

В достаточно слабом поле диссоциации можно рассматривать как электронный переход из основного электронного термина U_0 на терм отталкивания U_1 , т.е. в непрерывный спектр ядерного движения. При увеличении интенсивности электромагнитного поля, которое является "резонансным" по электронному переходу, происходит существенная перестройка электронных термов молекулы, и движение ядер по термам U_0 и U_1 уже нельзя считать независимым /9/. Если интенсивность I достаточно велика, так что матричный элемент электронного перехода V_{01} сравним с энергией колебательного кванта ($\sim 0,1$ эв), то более адекватным является описание процесса диссоциации в рамках новой системы адиабатических термов, в которой уже учтено взаимодействие с электромагнитным полем.

Один из термов этой новой системы $U = \frac{1}{2} \left\{ U_0 + U_1 + \left[(U_1 - U_0 - \hbar\omega_1)^2 + V_{01}^2 \right]^{1/2} \right\}$ отвечает функцию (в адиабатическом приближении) движению ядер. Это означает, что в сильном поле не все молекулы будут диссоциировать "сразу", причем задержка в процессе диссоциации τ обусловлена временем жизни молекулы в терме U . Величина τ уменьшается вместе с матричным элементом V_{01} , который зависит от ориентации молекулы по отношению к направлению E_0 внешнего поля, и максимальное значение τ по порядку величины совпадает с периодом вращения молекулы, т.е. больше обычного времени диссоциации в десятки раз. Задержка в процессе диссоциации может приводить к изменению углового распределения фрагментов однофотонной диссоциации в сильном поле излучения. Если, например, в слабом поле вероятность однофотонной диссоциации $W_d \sim V_{01}^2 \sim \cos^2 \theta$, то при увеличении интенсивности будет возрастать число фрагментов, разлетающихся перпендикулярно E_0 ($\theta = \pi/2$). Подобные эффекты могут иметь место также при многофотонной диссоциации, когда электронные резонансы возникают при значениях меж-ядерного расстояния, отличающихся от равновесного /10/.

Автор выражает благодарность участникам семинара, руководимого А. М. Прохоровым, за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
1 июля 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Абрагам. Ядерный магнетизм. III, М., 1964 г.
2. Н. Бломберген. Нелинейная оптика. "Мир", М., 1966 г.
3. С. Г. Раутиан. Труды ФИАН, 43, 3 (1968).
4. Б. А. Зон, Б. Г. Кашнельсон. ЖЭТФ, 65, 947 (1973).
5. А. А. Samokhin. Physica, 47, 548 (1970).
6. R. A. Van Santen. Physica, 62, 51 (1972).
7. C. S. Chang. Phys. Rev., A9, 1769 (1974).
8. Н. Б. Делоне. УФН, 115, 361 (1975).
9. M. V. Fedorov, O. V. Kudrevatova, V. P. Makarov, A. A. Samokhin. Opt. Comm., 13, 299 (1975).
10. А. И. Воронин, А. А. Самохин. Препринт ФИАН № 109 1975 г.