

УДК 539.182

МОДЕЛЬ ДЕМКОВА–КУНИКЕ В ФОРМИРОВАНИИ ХОЛОДНЫХ МОЛЕКУЛ: РЕЖИМ БЫСТРОГО ПЕРЕСЕЧЕНИЯ РЕЗОНАНСА В ПРЕДЕЛЕ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Р.С. СОХОЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

Institut Carnot de Bourgogne, Université de Bourgogne, Dijon, France

(Поступила в редакцию 4 ноября 2009 г.)

Изучена квадратично-нелинейная версия задачи Демкова–Кунике с квазилинейным пересечением уровней, относящаяся к когерентному формированию молекул посредством фото- или Фешбах-ассоциации сверххолодных атомов. Используя точное нелинейное дифференциальное уравнение третьего порядка для вероятности молекулярного состояния, построено приближенное решение рассматриваемой задачи в режиме быстрого пересечения резонанса в пределе сильного взаимодействия. Построенное приближение, определяемое как решение некоторого нелинейного уравнения первого порядка, содержит свободный параметр, который определяется вариационной процедурой. Предложенный подход может быть интерпретирован как модификация адиабатического приближения и в дальнейшем может быть использован для решения аналогичных нелинейных двухуровневых задач.

1. Введение

В течение последнего десятилетия создание сверххолодных молекулярных систем представляет значительный интерес благодаря потенциальной возможности улучшения понимания молекулярной физики и взаимодействий, изучения новых видов многочастичных систем, таких как конденсаты дипольных молекул [1,2], БКС–БЭК переход [3] и получения перепутанных атомов путем управляемой диссоциации молекул [4]. Для создания сверххолодных молекул из лазерно-охлажденных атомарных газов были разработаны два основных метода: рамановская фотоассоциация [5] и магнитный Фешбах-резонанс [6]. Нескольким экспериментальным группам удалось преобразовать макроскопическое количество квантово-вырожденных атомов в двухатомные молекулы, начиная с бозе–эйнштейновского конденсата (БЭК) [7] или с вырожденного ферми-газа [8]. Кульминацией этих усилий было наблюдение молекулярного БЭК-а в работе [9].

В настоящей работе исследована временная динамика когерентного формирования молекул посредством фото- или Фешбах-ассоциации сверххолодных атомов. Предполагается, что все атомы системы принадлежат к конденсату атомов с нулевыми импульсами и все молекулы системы – к

конденсату молекул с нулевыми импульсами. В этом случае, в приближении среднего поля, когерентное превращение бозонных атомов в двухатомные молекулы (путем фото- или Фешбах-ассоциации) описывается следующей системой связанных нелинейных уравнений [10,11]:

$$\begin{aligned} i \frac{da_1}{dt} &= U(t) e^{-i\delta(t)} \bar{a}_1 a_2, \\ i \frac{da_2}{dt} &= \frac{U(t)}{2} e^{i\delta(t)} a_1 a_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где t – время, a_1 и a_2 – амплитуды вероятностей атомарных и молекулярных состояний, соответственно, $\bar{a}_1$ обозначает комплексное сопряженное к a_1 . Реальная функция $\delta(t)$ определяется как интеграл расстройки δ_t (индекс обозначает производную по времени), в то время как расстройка δ_t определяет разницу в энергии $\hbar\delta_t$ между молекулой с нулевым импульсом и двумя атомами с нулевыми импульсами, которую можно регулировать настраиванием частоты лазерного поля в случае фотоассоциации или изменением магнитного поля в случае Фешбах-ассоциации. В случае фотоассоциации атом-молекулярная связь U может контролироваться путем изменения интенсивности лазерного поля, в то время как в случае Фешбах-резонанса связь U суть фиксированная постоянная. Система (1) описывает процесс без потерь, т. е. она сохраняет общее число частиц, которое мы нормируем к единице: $|a_1|^2 + 2|a_2|^2 = \text{const} = 1$. В настоящей статье мы рассматриваем основной случай, когда система стартует с полностью атомарного состояния: $a_1(-\infty) = 1$, $a_2(-\infty) = 0$.

До настоящего времени большая часть теоретических разработок для описания образования холодных молекул была посвящена случаю, когда конфигурация внешнего поля определяется моделью Ландау–Зенера (ЛЗ) с постоянной амплитудой и линейным пересечением уровней [12]:

$$U = U_0, \quad \delta_t = 2\delta_0 t \quad (2)$$

(см., например, [13-25]). Поэтому, при предложении качественной трактовки наблюдаемых экспериментальных данных обычно использовались результаты, полученные из анализа модели ЛЗ. Однако, ранее было указано, что эти результаты неприменимы при рассмотрении, например, моделей с постоянной амплитудой и конечной окончательной расстройкой [26]. В этих случаях, в отличие от предсказания ЛЗ, применение высоких интенсивностей лазерного поля (если используется терминология фотоассоциации) не всегда является оптимальным для формирования молекул. Следовательно, необходимо иметь знание того, каким образом вариация форм связи и расстройки влияет на нелинейную динамику системы. С этой целью в настоящей работе мы анализируем модель Демкова–Кунике (ДК) с квазилинейным пересечением уровней [27], характеризующуюся колоколообразной формой связи и ограниченной вариацией расстройки (см. рис.1):

$$U = U_0 \operatorname{sech}(t/\tau), \quad \delta_t = 2\delta_0 \tanh(t/\tau), \quad (\tau > 0), \quad (3)$$

где τ – (положительный) параметр масштабирования. Без ограничения общности, в дальнейшем полагаем $\tau = 1$.

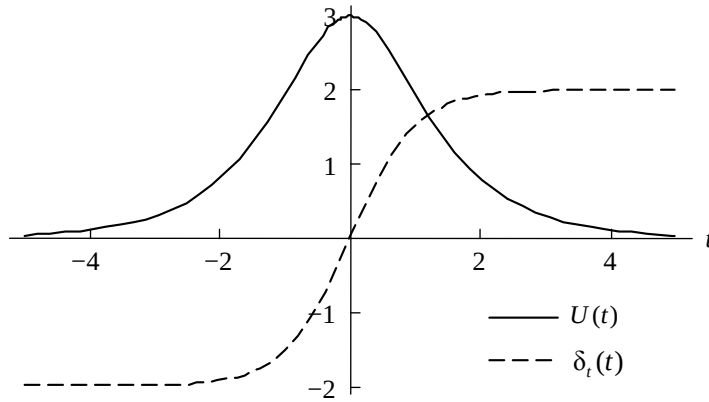


Рис.1. Модель ДК: $U = U_0 \operatorname{sech}(t)$, $\delta_t = 2\delta_0 \tanh(t)$.

Режим слабого взаимодействия нелинейной задачи ДК, соответствующий малым значениям пиковой связи ($U_0 \ll 1$, $\forall \delta_0$) и очень быстрым пересечениям резонанса в случае больших значений пиковой связи ($U_0 > 1$, $\delta_0 \gg U_0$), был уже рассмотрен в [28,29]. В частности, в работе [29] было представлено приближение, описывающее временную динамику формирования молекул в режиме слабого взаимодействия. Режим сильного взаимодействия модели ДК, соответствующий большим значениям пиковой связи и умеренным значениям скорости пересечения резонанса ($U_0 > 1$, $\delta_0 \leq U_0$), был изучен в работах [30,31], где показано наличие двух различных сценариев эволюции – режимов малых и больших скоростей пересечения резонанса (рис.2). Главной особенностью процесса молекулярной ассоциации в режиме медленного пересечения резонанса ($U_0 > 1$, $\delta_0 < 1$) есть его выраженный колебательный характер: система проявляет высокоамплитудные колебания типа Раби между атомарными и молекулярными населенностями задолго до пересечения резонанса. Наоборот, в режиме быстрого пересечения резонанса в пределе сильного взаимодействия ($U_0 > 1$, $1 \leq \delta_0 \leq U_0$) происходят лишь слабые затухающие колебания между атомарными и молекулярными подсистемами; при начальном условии, когда система находится в полностью атомарном состоянии при $t \rightarrow -\infty$, колебания начинаются только после пересечения резонанса и со временем постепенно затухают. Приближенное решение, описывающее формирование молекул в этом пределе, было также построено в работах [30,31]. Однако построенное приближение не предсказывает конечное число молекул, сформированных в конце взаимодействия ($t \rightarrow +\infty$) и имеет разрыв производной.

В настоящей статье мы строим приближенное решение рассматриваемой задачи, описывающее временную динамику формирования молекул в режиме быстрого пересечения резонанса в пределе сильного взаимодействия. В отличие от приближенного решения, построенного в работах [30,31], приближение, представленное в настоящей работе, есть гладкая ограниченная ступенчатая функция, которая содержит некоторый регулируемый параметр. Благодаря этим свойствам, представленное решение можно использовать как нулевое приближение для построения следующего члена приближения к этой задаче. Важно отметить, что предложенный подход может быть интерпретирован как модификация адиабатического приближения [22-25] и может в дальнейшем быть использован при решении аналогичных нелинейных двухуровневых задач.

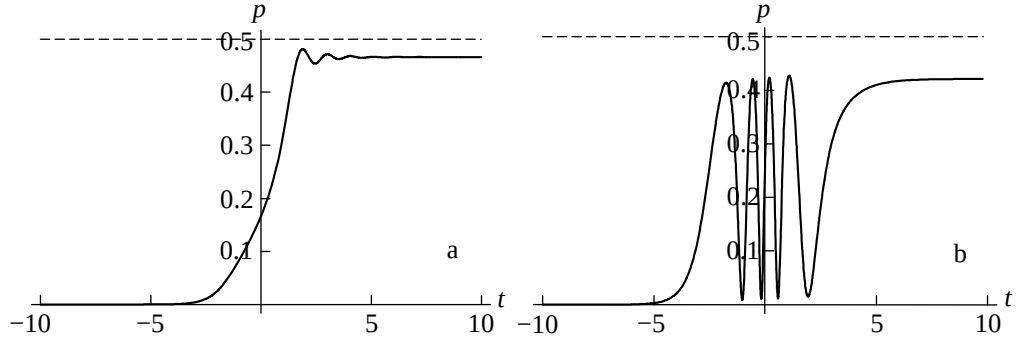


Рис.2. Вероятность молекулярного состояния как функция от времени для модели ДК: а) режим быстрого пересечения резонанса в пределе сильного взаимодействия ($U_0 = 8$, $\delta_0 = 8$); б) режим медленного пересечения резонанса в пределе сильного взаимодействия ($U_0 = 8$, $\delta_0 = 0.1$).

2. Математическое решение

Основываясь на предыдущем опыте [29-31], мы сначала сводим начальную систему уравнений (1) к форме с постоянной амплитудой, применяя преобразование независимой переменной

$$z(t) = \int_0^t \frac{U(t')}{U_0} dt'. \quad (4)$$

Как было отмечено выше, в случае Фешбах-ассоциации связь U является постоянной. Следовательно, модель ДК, определенная уравнением (3), в своей невидоизмененной форме может быть использована только для описания процесса фотоассоциации. Однако благодаря преобразованию (4) модель ДК равным образом применима к случаю Фешбах-ассоциации.

Далее, запишем точное уравнение, удовлетворяемое функцией $p = |a_2|^2$:

$$p_{zz} - \left(\delta_{zz}^* / \delta_z^* \right) p_{zz} + \left[\delta_z^{*2} + 4U_0^2 (1 - 3p) \right] p_z + (\lambda/2) \left(\delta_{zz}^* / \delta_z^* \right) (1 - 8p + 12p^2) = 0, \quad (5)$$

где эффективная расстройка δ_z^* определяется как

$$\delta_z^*(z(t)) = \delta_t(t) \frac{\sqrt{\lambda}}{U(t)} \quad (6)$$

с $\lambda = U_0^2$. Легко видеть, что в случае модели ДК $\delta_z^*(z(t)) = 2\delta_0 \sinh(t)$. В последующем мы условно называем $p = |a_2|^2$ вероятностью молекулярного состояния (заметим, что $p \in [0, 1/2]$).

Как было отмечено выше, в режиме быстрого пересечения резонанса в пределе сильного взаимодействия предполагается, что параметры λ и δ_0 велики и решение уравнения (5) является почти неосцилляционным (см. рис.2а). Таким образом, следуя работам [30,31], мы предпринимаем попытку построить удовлетворительное приближение $p_0(t)$ путем пренебрежения в точном уравнении (5) двух членов с наивысшими порядками производной:

$$\left[\delta_z^{*2} + 4U_0^2(1-3p) \right] p_z + (\lambda/2) (\delta_{zz}^* / \delta_z^*) (1-8p+12p^2) = 0. \quad (7)$$

Можно сразу отметить, что это уравнение допускает два тривиальных стационарных решения: $p_0 = 1/2$ и $p_0 = 1/6$.

Несмотря на свою сложность, уравнение (7) является точно интегрируемым (для подробных выкладок см. [30,31]). Точное решение данного уравнения может быть построено применением преобразования несазисимой переменной $s = \lambda / \delta_z^{*2}$ с последующей перестановкой зависимой и независимой переменных. Применяя эту процедуру, получаем линейное уравнение для s , которое легко интегрируется, приводя к следующему полиномиальному уравнению четвертого порядка для p_0 :

$$\frac{\lambda}{\delta_z^{*2}} = \frac{C_0 + p_0(p_0 - 1/2)^2}{9(p_0 - 1/6)^2(p_0 - 1/2)^2}, \quad (8)$$

где C_0 есть постоянная интегрирования. Теперь, для удовлетворения начального условия $p_0(-\infty) = 0$ мы полагаем $C_0 = 0$. Уравнение четвертого порядка (8) тогда сводится к некоторому квадратному уравнению, и необходимо выбрать подходящий корень, который удовлетворяет также отмеченным начальным условиям. Принимая во внимание уравнения (8) и (3), мы получаем следующее приближенное решение нелинейной задачи ДК:

$$p_0(t) = \frac{1}{6} + \frac{\sinh(t) \left(\sinh(t) + \sqrt{\sinh^2(t) + 6\epsilon} \right)}{18\epsilon}, \quad (9)$$

где $\epsilon = \lambda / 4\delta_0^2$. Однако, для $t > \operatorname{arcsinh}(\sqrt{2\epsilon})$ $p_0(t)$ превышает максимальное значение $1/2$, допускаемое нормализацией. Более того, решение (9) не ограничено при $t \rightarrow +\infty$. В работах [30,31] было предложено обойти эти противоречия путем совмещения функции (9) с тривиальным решением $p_0 = 1/2$.

Несмотря на то, что приближение, построенное таким образом, довольно-таки хорошо описывает процесс ассоциации до пересечения резонанса и недолго после него, оно имеет значительные недостатки: оно не предсказывает правильного значения для конечной вероятности перехода и имеет разрыв производной при $t = t_0$. Однако, как будет показано ниже, возможно модифицировать предельное уравнение (7) таким образом, что его решение будет ограниченной гладкой ступенчатой функцией. Сперва заметим, что если взять отличное от нуля значение постоянной интегрирования C_0 , то, вообще говоря, уравнение четвертой степени (8) не сводится к квадратному уравнению, и функция $p_0(t)$ не расходится при $t \rightarrow +\infty$. Но при ненулевом C_0 построенное приближенное решение не удовлетворяет начальному условию $p_0(-\infty) = 0$. Это наблюдение позволяет выдвинуть предположение, что при построении приближенного решения следует избегать вырождения полиномиального уравнения четвертого порядка к квадратному уравнению. Этот вопрос возможно разрешить путем подходящей модификации предельного уравнения (7), вводя в него член вида $A\delta_{zz}^*/\delta_z^*$, где A — свободный параметр. Таким образом, получается следующее расширенное предельное уравнение:

$$\left[\delta_z^{*2} + 4U_0^2(1-3p)\right]p_z + (\lambda/2)(\delta_{zz}^*/\delta_z^*)(1-8p+12p^2) - A(\delta_{zz}^*/\delta_z^*) = 0, \quad (10)$$

которое может быть решено с помощью метода, примененного для решения уравнения (7). Интегрирование приводит к важному результату:

$$\frac{\lambda}{\delta_z^{*2}(z(t))} = \frac{p_0(p_0 - \beta_1)(p_0 - \beta_2) + C_0}{9(p_0 - \alpha_1)^2(p_0 - \alpha_2)^2}, \quad (11)$$

где

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{3} \mp \frac{1}{6} \sqrt{1 + \frac{6A}{\lambda}}, \quad \beta_{1,2} = \frac{1}{2} \mp \sqrt{\frac{A}{2\lambda}}. \quad (12)$$

Данное соотношение определяет алгебраическое уравнение четвертого порядка для нахождения функции $p_0(t)$. Определение параметра A будет рассмотрено позже.

Теперь мы подробно проанализируем решение уравнения четвертого порядка (11) в случае модели ДК. Прежде всего заметим, что при начальном условии $p_0(-\infty) = 0$ имеет место $C_0 = 0$. Далее отметим, что при $t \rightarrow +\infty$ левая часть уравнения (11) стремится к нулю. Следовательно, $p_0(+\infty) = \beta_1$ или β_2 . Поскольку $\beta_2 > 1/2$, мы заключаем, что $p_0(+\infty) = \beta_1$. Более того, при рассмотрении поведения p_0 в точке $t = 0$ мы видим, что при $t \rightarrow 0$ левая часть уравнения (11) расходится, и, следовательно, $p_0(0) = \alpha_1$, поскольку $\alpha_2 > 1/2$. Резюмируя представленные результаты, мы имеем:

$$p_0(0) = \frac{1}{3} - \frac{1}{6} \sqrt{1 + \frac{6A}{\lambda}}, \quad p_0(+\infty) = \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{A}{2\lambda}}. \quad (13)$$

Отметим, что $p_0(0) < 1/6$ и $p_0(+\infty) < 1/2$. Предельное решение $p_0(z(t), A)$ есть монотонно возрастающая функция времени, которая начинается с нуля при $t = -\infty$, достигает некоторого значения, меньшего, чем $1/6$, в точке $t = 0$ и стремится к положительному конечному значению, меньшему, чем $1/2$, при $t \rightarrow +\infty$, когда $0 < A < \lambda/2$ (см. рис.3).

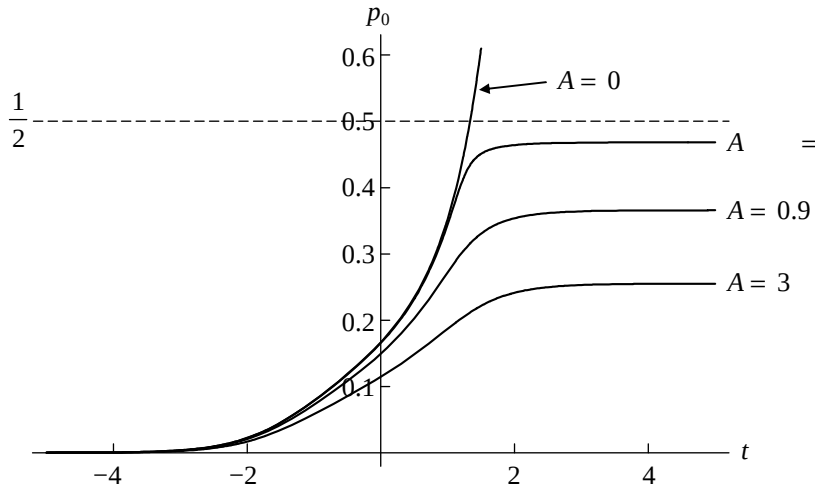


Рис.3. Предельное решение $p_0(t)$ (см. уравнение (11)) как функция от времени при $\lambda = 25$ для значений $A = 0; 0.05; 0.9; 3$.

Для разработки общих принципов, из которых параметр A мог бы быть определен, можно подставить приближенное решение $p_0(z, A)$ в точное уравнение для вероятности молекулярного состояния (5) и рассмотреть поведение остатка

$$R = \left(\frac{d}{dz} - \frac{\delta_{zz}^*}{\delta_z^*} \right) (p_{0zz} - A). \quad (14)$$

Интуитивно понятно, что чем лучше приближение p_0 , тем меньше остаток R (он был бы идентично равен нулю, если бы p_0 было точным решением уравнения (5)). Таким образом, мы пытаемся минимизировать остаток путем подходящего выбора параметра A . Остаток R не является ограниченным в точке резонанса $z = 0$. Для устранения расхождения остатка в этой особой точке мы выбираем параметр A как решение уравнения

$$p_{0zz}(0) - A = 0. \quad (15)$$

Принимая во внимание определение p_0 , т.е. уравнения (11) и (12), в случае очень сильной связи ($\lambda \gg 1$) и при умеренных значениях скорости пересечения резонанса δ_0 ($1 < \delta_0 < \sqrt{\lambda}$), получаем следующее приближенное выражение для параметра A :

$$A \approx \frac{\lambda}{27\delta_0 \sqrt{3}}. \quad (16)$$

Следует отметить, что более точное приближение для A , применимое в более широкой области изменения параметров δ_0 и λ , имеет следующий вид: $A \approx \lambda / g(\delta_0)$, где $g(\delta_0)$ – некоторая сложная функция от δ_0 , стремящаяся к нулю при $\delta_0 \rightarrow \infty$. С качественной точки зрения, тем не менее, приближение (16) выявляет важную особую черту, которую следует здесь отметить, а именно, линейную зависимость параметра A от λ в пределе сильной связи.

Следует также отметить, что предельное решение p_0 не описывает некоторые существенные характеристики процесса ассоциации. Действительно, например, когерентные колебания между атомарными и молекулярными населенностями, которые возникают после прохождения системы через резонанс, не включены в это решение (см. рис.2а и 3). Более того, конечная вероятность перехода при $t \rightarrow +\infty$, вычисленная при помощи p_0 , с параметром A , определенным уравнением (16), всегда меньше, чем значение, получаемое численным интегрированием точного уравнения.

Естественно заключить, что причиной возникновения перечисленных недостатков предельного решения является сингулярная процедура, примененная для его получения. Действительно, мы построили p_0 , пренебрегая в уравнении (5) двумя членами с производными высших порядков. Конечно, эти члены играют некоторую роль в определении подходящего значения A , и следовательно, они были в некоторой степени учтены. Тем не менее, для значительного улучшения полученного результата необходим следующий поправочный член, который учитывает вторую и третью производные от p . Отметим, что представленное решение p_0 можно использовать как нулевое приближение при построении следующего приближения к задаче.

3. Заключение

Изучена нелинейная динамика формирования сверххолодных молекул путем когерентной фото- и Фешбах-ассоциации сверххолодных атомов в случае, когда конфигурация внешнего поля определяется моделью ДК (3) с квазилинейным пересечением уровней, которая характеризуется колоколообразной формой импульса и вариацией расстройки в ограниченных пределах. В данной статье мы сконцентрировались на режиме быстрого пересечения резонанса в пределе сильного взаимодействия ($\lambda > 1$, $1 < \delta_0 < \sqrt{\lambda}$). В случае фотоассоциации рассматриваемый режим моделирует ситуацию, когда пиковая частота Раби достаточна велика, и лазер, будучи сильно расстроенным в начале взаимодействия, линейно во времени проходит через резонанс и в конце концов снова становится сильно расстроенным (см. уравнение (3)).

Для количественного описания данного режима мы проанализировали уравнение для вероятности молекулярного состояния (5). Построено нулевое приближение к задаче, которое было определено как решение нелинейного

уравнения первого порядка (10). Показано, что точное решение этого уравнения дается как решение полиномиального уравнения четвертого порядка (см. уравнение (11)). Построенное приближение p_0 содержит свободный параметр, который был определен через вариационную процедуру. Будучи ступенчатой ограниченной гладкой функцией (см. рис.3), p_0 может быть использовано как нулевое приближение для построения следующего члена приближения к задаче. Отметим, что представленные разработки не ограничиваются только случаем модели ДК – они равным образом применимы к другим моделям с пересечением резонанса.

В заключение отметим, что, несмотря на то, что адиабатическая теорема не применима к рассматриваемым двухуровневым задачам (1) [23,24], приводя к расхождению адиабатического приближения, определяемого уравнением (8), модифицировав предельное уравнение (7), все же удалось построить достаточно точное приближение. С этой точки зрения предложенный подход может быть интерпретирован как модификация адиабатического приближения.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 06-1000014-6484, Стипендия Молодых Ученых), посольства Франции в Армении (грант № 2006-4638, Boursière du Gouvernement Français) и француско-армянского проекта LIA IRMAS.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.Santos, G.V.Shlyapnikov, P.Zoller, et al.** Phys. Rev. Lett., **85**, 1791 (2000).
2. **C.Weber, G.Barontini, J.Catani, et al.** Phys. Rev. A, **78**, 061601(R) (2008).
3. **Q.Chen, J.Stajic, S.Tan, K.Levin.** Phys. Rep., **412**, 1 (2005).
4. **C.Gneiting, K.Hornberger.** Phys. Rev. Lett., **101**, 260503 (2008).
5. **H.R.Thorsheim, J.Weiner, P.S.Julienne.** Phys. Rev. Lett., **58**, 2420 (1987); **R.Napolitano, J.Weiner, C.J.Williams, P.S.Julienne.** Phys. Rev. Lett., **73**, 1352 (1994).
6. **W.C.Stwalley.** Phys. Rev. Lett., **37**, 1628 (1976); **E.Tiesinga, B.J.Verhaar, H.T.C.Stoof.** Phys. Rev. A, **47**, 4114 (1993).
7. **E.A.Donley, N.R.Claussen, S.T.Thompson, et al.** Nature, **417**, 529 (2002); **S.Durr, T.Volz, A.Marte, G.Rempe.** Phys. Rev. Lett., **92**, 020406 (2004); **K.Xu, T.Mukaiyama, J.R.Abo-Shaeer, J.K.Chin, et al.** Phys. Rev. Lett., **91**, 210402 (2003); **J.Herbig, T.Kraemer, M.Mark, T.Weber, C.Chin, et al.** Science, **301**, 1510 (2003).
8. **C.A.Regal, C.Ticknor, J.L.Bohn, D.S.Jin.** Nature, **424**, 47 (2003); **K.E.Strecker, G.B.Partridge, R.G.Hulet.** Phys. Rev. Lett., **91**, 080406 (2003); **S.Jochim et al.** Phys. Rev. Lett., **91**, 240402 (2003); **J.Cubizolles et al.** Phys. Rev. Lett., **91**, 240401 (2003).
9. **M.Greiner, C.A.Regal, D.S.Jin.** Nature, **426**, 537 (2003); **M.W.Zwierlein, C.A.Stan, C.H.Schunck, et al.** Phys. Rev. Lett., **91**, 250401 (2003); **S.Jochim, M.Bartenstein, A.Altmeyer, G.Hendl, et al.** Science, **302**, 2101 (2003).
10. **J.Javanainen, M.Mackie.** Phys. Rev. A, **59**, R3186 (1999); **M.Kostrun, M.Mackie, R.Cote, J.Javanainen.** Phys. Rev. A, **62**, 063616 (2000); **M.Mackie, J.Javanainen.** Phys. Rev. A, **60**, 3174 (1999).
11. **P.D.Drummond, K.V.Kheruntsyan, H.He.** Phys. Rev. Lett., **81**, 3055 (1998); **D.J.Heinzen, R.Wynar, P.D.Drummond, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 5029 (2000).
12. **L.D.Landau.** Phys. Z. Sowjetunion, **2**, 46 (1932); **C.Zener.** Proc. R. Soc. London, Ser. A, **137**, 696 (1932).
13. **A.Ishkhanyan, J.Javanainen, H.Nakamura.** J. Phys. A, **38**, 3505 (2005).

14. **A.Ishkhanyan, J.Javanainen, H.Nakamura.** J. Phys. A, **39**, 14887 (2006).
15. **Р.Сохоян, Г.Азизбекян, К.Леруа, А.Ишханян.** ЖЭТФ (принято к печати), e-print arXiv:0909.0625.
16. **A.Ishkhanyan, B.Joulakian, K.-A.Suominen.** J. Phys. B, **42**, 221002 (2009).
17. **R.A.Barankov, L.S.Levitov.** cond-mat/0506323 (2005).
18. **E.Altman, A.Vishwanath.** Phys. Rev. Lett., **95**, 110404 (2005).
19. **I.Tikhonenkov, E.Pazy, Y.B.Band, et al.** Phys. Rev. A, **73**, 043605 (2006).
20. **B.E.Dobrescu, V.L.Pokrovsky.** Phys. Lett. A, **350**, 15 (2006).
21. **A.Altland, V.Gurarie.** Phys. Rev. Lett., **100**, 063602 (2008).
22. **A.Altland, V.Gurarie, T.Kriecherbauer, et al.** Phys. Rev. A, **79**, 042703 (2009).
23. **A.P.Itin, A.A.Vasiliev, G.Krishna, S.Watanabe.** Physica D, **232**, 108 (2007).
24. **A.P.Itin, P.Törmä.** e-print arXiv:0901.4778.
25. **R.Sokhoyan, D.Melikdzhanian, et al.** Physica D (представлено к печати), e-print arXiv:0910.3061.
26. **A.Ishkhanyan, H.Nakamura.** Phys. Rev. A, **74**, 063414 (2006).
27. **Н.Демков, М.Кунике.** Вестник ЛГУ, Физика, Химия, **16**, 39 (1969); **К.-А.Suominen, В.М.Garraway.** Phys. Rev. A, **45**, 374 (1992).
28. **В.Р.Казарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 16 (2005).
29. **Р.С.Сохоян, Г.Г.Азизбекян, К.Леруа, А.М.Ишханян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 255 (2009).
30. **Р.С.Сохоян, Б.Т.Джулакян, А.М.Ишханян.** Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 188 (2006).
31. **A.Ishkhanyan, B.Joulakian, K.-A.Suominen.** Eur. Phys. J. D, **48**, 397 (2008).

ԴԵՄԿՈՎ–ԿՈՒՆԻԿԵԻ ՄՈԴԵԼԸ ՍԱՌԸ ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ԿԱԶՄԱՎՈՐՄԱՆ ՄԵՋ.
ՈՒԺԵՂ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻ՝ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ԱՐԱԳ ԱՆՑՄԱՆ ՌԵԺԻՄ

Ռ.Ս. ՍՈԽՈՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ռեզոնանսի հատմամբ Դեմկով–Կունիկեի խնդրի քառակուսային ոչ-գծայնությամբ մի տարբերակ, որը վերաբերվում է գերսառն ատոմների ֆոտո- կամ Ֆեշբախ-ասոցիացիայի միջոցով մոլեկուլների կոհերենտ ձևավորմանը: Օգտագործելով մոլեկուլային հավանականության համար երրորդ կարգի ոչ-գծային ճշգրիտ հավասարումը՝ ուժեղ փոխազդեցության սահմանի՝ ռեզոնանսի արագ անցման ռեժիմի դեպքում կառուցված է խնդրի մի մոտավոր լուծում: Կառուցված մոտավորությունը, որը սահմանված է որպես մի առաջին կարգի ոչ-գծային հավասարման լուծում, պարունակում է ազատ պարամետր, որը որոշվում է վարիացիոն եղանակով: Առաջարկված մոտեցումը կարելի է մեկնաբանել որպես ադիաբատային մոտավորության ձևափոխում և այն կարող է հետագայում օգտագործվել նմանատիպ ոչ-գծային երկմակարդակ խնդիրների լուծման համար:

DEMCOV–KUNIKE MODEL IN COLD MOLECULE FORMATION: THE FAST RESONANCE SWEEP REGIME OF THE STRONG INTERACTION LIMIT

R.S. SOKHOYAN

We study a quadratic-nonlinear version of the level-crossing Demkov–Kunike problem relevant to coherent molecule formation via photo- or Feshbach-association of ultracold atoms. Using an exact third-order nonlinear differential equation for the molecular state probability, we construct an approximate solution to the problem in the fast sweep regime of the strong interaction limit. The constructed approximation, defined as a solution of a first-order nonlinear equation,

contains a fitting parameter which we determine through a variational procedure. The suggested approach can be interpreted as a modification of the adiabatic approximation and can further be used for the treatment of analogous nonlinear two-state problems.