Известия НАН Армении, Физика, т.44, №6, с.417-425 (2009)

УДК 539.182

МОДЕЛЬ ДЕМКОВА–КУНИКЕ ДЛЯ АССОЦИАЦИИ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ: РЕЖИМ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Р.С. СОХОЯН[1,2], Г.Г. АЗИЗБЕКЯН[1,3,4], К. ЛЕРУА[2], А.М. ИШХАНЯН[1]

[1]Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

[2]Institut Carnot de Bourgogne, Universitй de Bourgogne, Dijon, France

[3]Laboratoire de Physique Molйculaire et des Collisions, Universitй Paul Verlaine – Metz, Metz Cedex 3, France

[4]Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия

(Поступила в редакцию 30 июня 2009 г.)

Изучена нелинейная динамика формирования молекул в приближении среднего поля при когерентной фото- и магнито-ассоциации атомарного бозе-эйнштейновского конденсата в случае, когда конфигурация внешнего поля определяется моделью Демкова–Кунике с квазилинейным пересечением уровней, характеризующейся колоколообразной формой импульса и ограниченной вариацией расстройки. Представлен общий подход построения приближения, описывающего временную динамику формирования молекул в режиме слабого взаимодействия, который далее применен к нелинейной задаче Демкова–Кунике. Представленное приближение, записанное как масштабированное решение некоторой линейной задачи, служащей аналогом к рассматриваемой нелинейной задаче, содержит свободные параметры, которые определяются вариационной процедурой. Полагая, что параметры, входящие в решение линейной задачи, не изменяются, мы предлагаем аналитическое выражение для параметра масштабирования.

1. Введение

Благодаря недавним экспериментальным и теоретическим достижениям, физика сверхохлажденных газов в магнитооптической ловушке превратилась в одну из наиболее быстро развивающихся областей науки (см. обзоры [1-3]). Одним из интересных направлений исследований в этой области является когерентное формирование молекул в атомарных квантовых газах под влиянием ассоциирующих оптических или магнитных полей (такие процессы называются "суперхимией" [4]). Динамика когерентного формирования молекул при определенных экспериментальных условиях [5,6] может быть описана следующей базовой системой связанных нелинейных уравнений [7], получаемой в рамках теории среднего поля:

$$i\,da_1/dt = U(t)e^{-i\delta(t)}\overline{a}_1 a_2,$$
$$i\,da_2/dt = \left(U(t)/2\right)e^{i\delta(t)}a_1 a_1, \qquad (1)$$

где t есть время, a_1 и a_2 являются амплитудами вероятностей атомарного и молекулярного состояний, соответственно, $\overline{a}_1$ обозначает комплексно сопряженное к a_1, реальная функция $U(t)$ называется частотой Раби ассоциирующего поля, а реальная функция $\delta(t)$ является интегралом от расстройки между частотами лазерного излучения и перехода атом–молекула. Система (1) сохраняет общее число частиц, которое мы нормируем к единице: $|a_1|^2 + 2|a_2|^2 = \text{const} = 1$. Мы будем рассматривать конденсат, изначально находящийся в чисто атомарном состоянии: $a_1(-\infty) = 1,\ a_2(-\infty) = 0$.

В большинстве теоретических разработок (см., например, [8-12]) динамика формирования молекул, как правило, рассматривалась для модели Ландау–Зенера (ЛЗ) с постоянной амплитудой и линейным пересечением уровней [13] (рис.1):

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

(при рассматриваемых здесь условиях фотоассоциация [14] и Фешбах-резонанс [15] математически эквивалентны). Однако действительная конфигурация внешнего поля, применяемая в экспериментах (см., например, [16-18]), отличается от конфигурации, определяемой моделью ЛЗ. Таким образом, для понимания физики этих экспериментов, важно изучить, каким образом вариация импульса и расстройки влияет на нелинейную динамику системы. Конфигурация поля, рассмотренная ниже, является первой моделью Демкова–Кунике (ДК) квазилинейного пересечения уровней [19], характеризующейся колоколообразной формой импульса и вариацией расстройки в ограниченных пределах (см. рис. 1):

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

где τ – положительный параметр. Модель ДК рассматривается как естественное физическое обобщение модели ЛЗ. Без потери общности мы полагаем $\tau = 1$.

Целью настоящей работы является изучение режима слабого взаимодействия нелинейной задачи ДК [определяемой уравнениями (1) и (3)]. Этот режим описывает случай, когда число молекул, сформированных в ходе процесса ассоциации, невелико. Для модели ДК это соответствует пределу слабой связи ($U_0 << 1,\ \forall\delta_0$) и режиму очень большой расстройки в пределе сильной связи ($U_0 > 1,\ \delta_0 >> U_0$).

Режим слабого взаимодействия нелинейной задачи ДК обсуждался в работе [20], где, используя точное нелинейное интегральное уравнение Вольтера для вероятности молекулярного состояния [21] и применяя последовательные приближения Пикара, была получена аналитическая формула для конечной вероятности перехода в молекулярное состояние. Тем не менее, полная временная динамика системы не была рассмотрена. В настоящей работе мы развиваем метод для описания временной эволюции этой системы в указанном режиме.

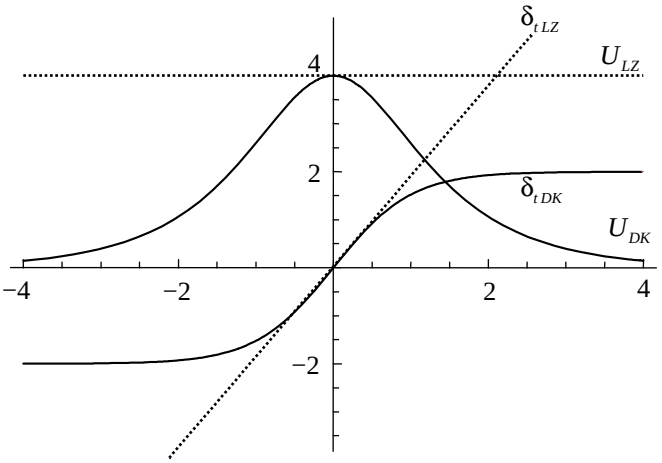


Рис.1. Сплошные кривые – первая модель ДК: $U = U_0 \mathrm{sech}(t)$, $\delta_t = 2\delta_0 \tanh(t)$; пунктирные линии – модель ЛЗ: U U_0, $\delta_t = 2\delta_0 t$.

2. Математическая трактовка

Основой для данного исследования является следующее точное уравнение для вероятности молекулярного состояния $p = |a_2|^2$ [22]:

$$p_{ttt} - \left(\frac{\delta_{tt}}{\delta_t} + 2\frac{U_t}{U}\right) p_{tt} + \left[\delta_t^2 + 4U^2(1-3p) - \left(\frac{U_t}{U}\right)_t + \frac{U_t}{U}\left(\frac{\delta_{tt}}{\delta_t} + \frac{U_t}{U}\right)\right] p_t + \\ + \frac{U^2}{2}\left(\frac{\delta_{tt}}{\delta_t} - \frac{U_t}{U}\right)(1 - 8p + 12p^2) = 0. \quad (4)$$

Сперва упростим это уравнение, применяя преобразование независимой переменной

$$z(t) = \int_0^t \frac{U(t')}{U_0} dt', \quad (5)$$

которое сводит уравнение (4) к следующей форме с постоянной амплитудой:

$$p_{zzz} - \left(\delta_{zz}^*/\delta_z^*\right) p_{zz} + \left[\delta_z^{*2} + 4U_0^2(1-3p)\right] p_z + \left(U_0^2/2\right)\left(\delta_{zz}^*/\delta_z^*\right)\left(1 - 8p + 12p^2\right) = 0, \quad (6)$$

где эффективная расстройка δ_z^* определяется как

$$\delta_z^*(z(t)) = \delta_t(t) U_0 / U(t). \quad (7)$$

В случае модели ДК (3) уравнения (5) и (7) принимают следующую форму:

$$z(t) = 2\arctan(e^t) - \pi/2, \quad z \in (-\pi/2, \pi/2), \quad (8)$$

$$\delta_z^* = 2\delta_0 \tan(z), \quad \delta_z^*(z(t)) = 2\delta_0 \sinh(t). \quad (9)$$

Отметим, что точка пересечения резонанса $t = 0$ отображается в точку $z = 0$.

Линейная задача, соответствующая нелинейной задаче, может быть оп-

ределена путем отбрасывания нелинейных членов в уравнении для вероятности молекулярного состояния (4). Можно показать, что функция $p_L = |a_{2L}|^2$ удовлетворяет полученному линейному уравнению, если a_{2L} является решением системы линейных уравнений

$$\begin{aligned} i\,da_{1L}/dt &= U(t)e^{-i\delta(t)}a_{2L}, \\ i\,da_{2L}/dt &= U(t)e^{i\delta(t)}a_{1L} \end{aligned} \tag{10}$$

со следующей нормировкой:

$$|a_{1L}|^2 + |a_{2L}|^2 = I_L = 1/4. \tag{11}$$

С точки зрения квантовой оптики, эта система описывает когерентное взаимодействие изолированного атома с оптическим (лазерным) излучением [23].

Далее, запишем точное решение системы линейных уравнений (10), удовлетворяющее начальным условиям $a_1(-\infty) = 1$ и $a_2(-\infty) = 0$ и, следовательно, нормированное на единицу:

$$|a_{1DK}|^2 + |a_{2DK}|^2 = I_L = 1. \tag{12}$$

Это решение имеет следующий вид [19]:

$$a_{1DK} = {}_2F_1(-i\delta_0 + \sqrt{U_0^2 - \delta_0^2}, -i\delta_0 - \sqrt{U_0^2 - \delta_0^2}; 1/2 - i\delta_0; x), \tag{13}$$

$$\begin{aligned} a_{2DK} &= \frac{U_0}{i + 2\delta_0}(\cosh(t))^{-1+2i\delta_0} \times \\ &\times {}_2F_1(1 - i\delta_0 + \sqrt{U_0^2 - \delta_0^2}, 1 - i\delta_0 - \sqrt{U_0^2 - \delta_0^2}; 3/2 - i\delta_0; x), \end{aligned} \tag{14}$$

где $x(t) = (1 + \tanh(t))/2$ и ${}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; x)$ есть гипергеометрическая функция Гаусса [24]. Таким образом, вероятность перехода на второй уровень есть

$$p_{DK} = |a_{2DK}|^2, \tag{15}$$

и конечная вероятность перехода определяется формулой

$$p_{DK}(+\infty) = |a_{2DK}(+\infty)|^2 = 1 - \cos^2\left(\pi\sqrt{U_0^2 - \delta_0^2}\right)\operatorname{sech}^2 \pi\delta_0. \tag{16}$$

Легко заметить, что решение уравнений (10), нормированное на 1/4 (согласно условию нормировки (11)), дается как

$$a_{1L} = a_{1DK}/2 \quad \text{и} \quad a_{2L} = a_{2DK}/2. \tag{17}$$

Для более глубокого интуитивного понимания рассматриваемой задачи обратимся к анализу точного уравнения для вероятности молекулярного состояния (4). Нелинейность определяется текущим значением вероятности перехода *p*. Таким образом, можно ожидать, что, если *p* остается достаточно малым (напомним, что в любом случае $p \le 1/2$), то роль нелинейности довольно ограничена. В этом случае, пренебрегая нелинейными членами в уравнении (4), получаем линейное уравнение, и функция $p_L = |a_{2L}|^2$ есть ее решение [см. уравнения (15) и (17)].

Далее, изучая решение линейной двухуровневой задачи, заметим, что, если безразмерная пиковая частота Раби U_0 достаточно мала ($U_0 << 1$) или если она гораздо меньше скорости прохождения резонанса ($U_0 << \delta_0$), то функция p_L никогда не принимает больших значений. Из этого можно сделать вывод, что в отмеченных случаях вероятность перехода, определяемая нелинейной двухуровневой задачей, близка к вероятности перехода, определяемой линейной задачей. Это наблюдение свидетельствует о том, что в режиме слабого взаимодействия временная динамика формирования молекул может быть описана масштабированным решением линейной задачи, но с некоторыми эффективными параметрами U_0^* и δ_0^*:

$$p_0 = C^* \, p_L(U_0^*, \delta_0^*, t) \big/ p_L(U_0^*, \delta_0^*, +\infty) \,. \tag{18}$$

Такое предположение для предела слабого взаимодействия модели ЛЗ было сделано в работе [25], где было построено хорошее аналитическое приближение в виде масштабированного решения вспомогательной линейной задачи ЛЗ с некоторым эффективным параметром ЛЗ, и были определены аналитические выражения для введенных параметров. Предварительный численный анализ показывает, что функция (18) способна обеспечить достаточно высокую точность без изменения параметра расстройки δ_0. Таким образом, в дальнейшем мы полагаем $\delta_0^* = \delta_0$. Отметим, что для вариационного анзаца (18) приближенное выражение для конечной вероятности перехода определяется лишь значением масштабирующего параметра C^*.

Для разработки общих принципов, исходя из которых можно будет определить параметры U_0^* и C^*, подставим предложенный анзац в преобразованное уравнение для вероятности молекулярного состояния (6) и рассмотрим поведение остатка

$$R = \left(d/dz - \delta_{zz}^* \big/ \delta_z^* \right) r(z) \,, \tag{19}$$

где $r(z)$ обозначает

$$\begin{aligned} r(z(t)) = {} & C^* \frac{U_0^{*2}}{2} \left[4 - 8 \frac{p_{DK}(U_0^*, t)}{p_{DK}(U_0^*, +\infty)} \right] - \\ & - \frac{U_0^2}{2} \left[1 - 8 C^* \frac{p_{DK}(U_0^*, t)}{p_{DK}(U_0^*, +\infty)} + 12 \left(C^* \frac{p_{DK}(U_0^*, t)}{p_{DK}(U_0^*, +\infty)} \right)^2 \right]. \end{aligned} \tag{20}$$

Интуитивно понятно, что чем точнее приближение p_0, тем меньше остаток R (он был бы тождественно равен нулю, если бы p_0 было точным решением уравнения (6)). Таким образом, мы стремимся минимизировать остаток через соответствующий выбор параметров U_0^* и C^*. Сначала заметим, что, поскольку функция $p_{DK}(U_0^*, t)$ ограничена всюду, функция R ограничена почти всюду. Исключениями являются точка пересечения резонанса $z = 0 \, (t = 0)$ и точки $z = \pm\pi / 2 \, (t = \pm\infty)$, где из-за члена $\delta_{zz}^* \big/ \delta_z^*$ в операторе $(d/dz - \delta_{zz}^* \big/ \delta_z^*)$ R расходится. Поскольку при переходе к физической переменной t сингулярности остатка R на $z = \pm\pi / 2$ исчезают, мы устраняем расхождение остатка в точке пересечения резонанса $z = 0$, то есть мы требуем, чтобы U_0^* и C^* удовлетворяли уравнению

$r(0)=0.$ В явном виде это уравнение записывается как

$$C^*\frac{U_0^{*2}}{2}\left[4-8\frac{p_{DK}(U_0^*,0)}{p_{DK}(U_0^*,+\infty)}\right]- \\ -\frac{U_0^2}{2}\left[1-8C^*\frac{p_{DK}(U_0^*,0)}{p_{DK}(U_0^*,+\infty)}+12\left(C^*\frac{p_{DK}(U_0^*,0)}{p_{DK}(U_0^*,+\infty)}\right)^2\right]=0. \qquad (21)$$

Для определения параметров U_0^* и C^* необходимо ввести еще одно уравнение. Конечно, для построения наиболее простого приближения можно сначала попытаться избежать вариации обоих вспомогательных параметров и вместо этого постараться получить более простое однопараметрическое приближение. Естественным выбором является изменение C^* при фиксированном $U_0^*=U_0$. Тогда уравнение (21) дает

$$C^*=\lim_{t\to+\infty}p_0(t)=\left(\left(1-\sqrt{1-3p_{DK}(U_0,0)^2}\right)\Big/6p_{DK}(U_0,0)^2\right)p_{DK}(U_0,+\infty). \qquad (22)$$

Как следует из уравнений (12), (13), явное выражение для $p_{DK}(0)$ может быть записано как

$$p_{DK}(0)=1-\left|{}_2F_1(-i\delta_0+\sqrt{U_0^2-\delta_0^2},-i\delta_0-\sqrt{U_0^2-\delta_0^2};1/2-i\delta_0;1/2)\right|^2. \qquad (23)$$

Численный анализ показывает, что построенное приближение (18) при $\delta_0^*=\delta_0$, $U_0^*=U_0$ и C^*, определенном в соответствии с уравнением (22), достаточно точно описывает временную динамику формирования молекул в пределе слабого взаимодействия. Далее, мы сравниваем полученное приближенное выражение для конечной вероятности перехода (22) с приближением, представленным в работе [20]:

$$\lim_{t\to+\infty}p(t)\approx\frac{p_{DK}(U_0,+\infty)}{4}\times \\ \times\left(1+\frac{3U_0^2}{64}\frac{1+2\delta_0^2}{1+\delta_0^2}|B(1/2+i\delta_0,1/2+i\delta_0)|^2\ p_{DK}(U_0,+\infty)\right). \qquad (24)$$

Выведенная формула (22) для конечной вероятности перехода, аппроксимация (24) из работы [20] и результат численного решения показаны на рис.2. Как видим, в пределе слабой связи $U_0<1$ полученная формула работает немного лучше, чем формула, определяемая уравнением (24).

С другой стороны, численный анализ показывает, что в режиме очень большой расстройки при пределе сильной связи ($U_0>1$, $\delta_0>>U_0$) формула (24) имеет более широкую область применения, чем формула (22). Однако, важно, что помимо получения выражения для окончательной вероятности перехода в режиме слабого взаимодействия, представленный метод достаточно точно воспроизводит временную динамику формирования молекул (рис.3 и 4).

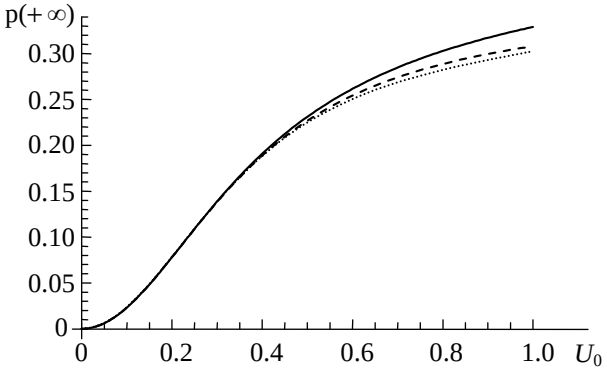


Рис.2. Конечная вероятность перехода для $\delta_0 = U_0$. Сплошная линия – численный результат, штриховая линия – приближенная формула (22), пунктирная линия – формула (24).

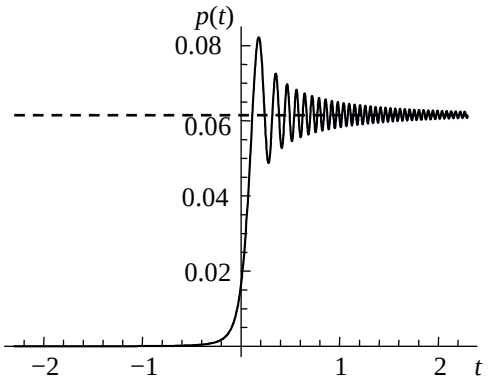


Рис.3. Временная зависимость вероятности молекулярного состояния при $U_0 = 2.5$ и $\delta_0 = 70$. Для рассмотренных значений параметров численный результат и приближенная формула (22) неразличимы. Пунктирная линия – конечная вероятность перехода, определяемая формулой (24).

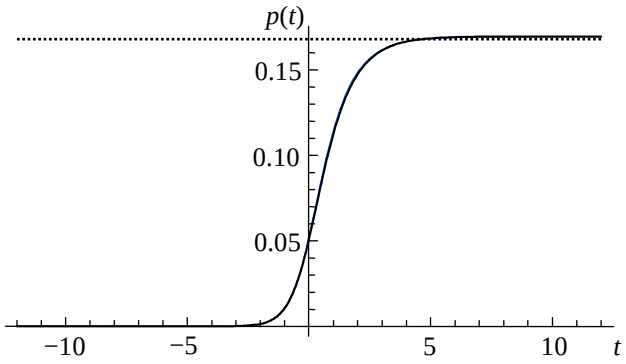


Рис.4. Временная зависимость вероятности молекулярного состояния при $U_0 = 0.3$ и $\delta_0 = 0.01$. Численное решение и приближение (22) описывают практически неразличимые кривые. Пунктирная линия – конечная вероятность перехода, определяемая формулой (24).

3. Заключение

Изучена нелинейная динамика формирования молекул в приближении среднего поля при когерентной фото- и магнито-ассоциации атомарного бозе-эйнштейновского конденсата в случае, когда конфигурация внешнего поля определяется моделью Демкова–Кунике квазилинейного пересечения уровней, характеризующейся колоколообразной формой импульса и вариацией расстройки в ограниченных пределах. Используя точное нелинейное дифференциальное уравнение третьего порядка для молекулярного состояния вероятности, мы построили вариационный анзац для описания временной динамики связанной атомно–молекулярной системы в режиме слабого взаимодействия, соответствующем пределу слабой связи ($U_0 << 1, \forall\delta_0$) и режиму очень большой расстройки предела сильной связи ($U_0 > 1$, $\delta_0 >> U_0$). Предложенный анзац записывается в виде масштабированного решения соответствующей линейной задачи с некоторыми эффективными параметрами. Предположив, что параметры, входящие в решение линейной задачи, не изменяются, мы предложили аналитическое выражение для параметра масштабирования. Хотя в пределе слабой связи представленная формула лишь незначительно улучшает приближение для конечной вероятности перехода, представленное в работе [20] (см. рис.2), она имеет важное преимущество: она довольно точно описывает временную динамику формирования молекул во всей временной области. Более того, мы проверили численно, что область применимости построенного аналитического приближения могла бы быть значительно расширена, если вместо фиксации параметра U_0^* как $U_0^* = U_0$ мы бы его варьировали. Это могло бы привести к значительному прогрессу, и мы надеемся обратиться к этому вопросу в одной из последующих публикаций.

Работа выполнена при поддержке Армянского Национального Научного и Образовательного Фонда (грант ANSEF 2009-PS-1692) и Международного научно-технического центра (ISTC Grant № A-1241). Р.С. Сохоян и Г.Г. Азизбекян выражают признательность посольству Франции в Ереване за гранты № 2006-4638 и № 2007-3849 (Boursiers du Gouvernement Fransais).

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.D.Carr, D.DeMille, R.V.Krems, J.Ye.** N. J. Phys., **11**, 055049 (2009).
2. **W.Ketterle, M.W.Zwierlein.** eprint arXiv:0801.2500v1.
3. **V.I.Yukalov.** Laser Phys., **19**, 1 (2009).
4. **D.J.Heinzen, R.Wynar, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 5029 (2000).
5. **P.Naidon, F.Masnou-Seeuws.** Phys. Rev. A, **73**, 043611 (2006).
6. **T.Kohler, K.Goral, P.S.Julienne.** Rev. Mod. Phys., **78**, 1311 (2006).
7. **M.Koštrun, M.Mackie, R.Cote, J.Javanainen.** Phys. Rev. A, **62**, 063616 (2000).
8. **A.Ishkhanyan, J.Javanainen, H.Nakamura.** J. Phys. A, **38**, 3505 (2005).
9. **A.Ishkhanyan, J.Javanainen, H.Nakamura.** J. Phys. A, **39**, 14887 (2006).
10. **I.Tikhonenkov, E.Pazy, Y.B.Band, et al.** Phys. Rev. A, **73**, 043605 (2006).
11. **B.E.Dobrescu, V.L.Pokrovsky.** Phys. Lett. A, **350**, 15 (2006).

12. **A.P.Itin, P.Тцгтд.** eprint arXiv:0901.4778.
13. **L.D.Landau.** Phys. Z. Sowjetunion, **2**, 46 (1932); **C.Zener.** Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, **137**, 696 (1932).
14. **H.R.Thorsheim, J.Weiner, P.S.Julienne.** Phys. Rev. Lett., **58**, 2420 (1987).
15. **W.C.Stwalley.** Phys. Rev. Lett., **37**, 1628 (1976).
16. **E.A.Donley, N.R.Claussen, S.T.Thompson, C.E.Wieman.** Nature, **417**, 529 (2002).
17. **S.Dürr, T.Volz, A.Marte, G.Rempe.** Phys. Rev. Lett., **92**, 020406 (2004).
18. **E.Hodby, S.T.Thompson, C.A.Regal, et al.** Phys. Rev. Lett., **94**, 120402 (2005).
19. **Н.Демков, М.Кунике.** Вестник ЛГУ, Физика, Химия, **16**, 39 (1969); **K.-A.Suominen, B.M.Garraway.** Phys. Rev. A, **45**, 374 (1992).
20. **В.Р.Казарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 16 (2005).
21. **F.G.Tricomi.** Integral Equations. New York, Dover, 1985.
22. **A.Ishkhanyan, B.Joulakian, K.-A.Suominen.** Eur. Phys. J. D, **48**, 397 (2008).
23. **B.W.Shore.** Theory of Coherent Atomic Excitation. New York, Wiley, 1990.
24. **M.Abramowitz, I.A.Stegun.** Handbook of Mathematical Functions. New York, Dover, 1965.
25. **N.Sahakyan, H.Azizbekyan, H.Ishkhanyan, R.Sokhoyan, A.Ishkhanyan.** Laser Phys. (2009) (принято к печати).

ԴԵՄԿՈՎ–ԿՈՒՆԻԿԵԻ ՄՈԴԵԼԸ ՍԱՌՆ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՍՈՑԻԱՑԻԱՅԻ ՀԱՄԱՐ. ԹՈՒՅԼ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՌԵԺԻՄ

Ռ.Ս. ՍՈԽՈՅԱՆ, Հ.Հ. ԱԶԻԶԲԵԿՅԱՆ, Կ. ԼԵՂՈՒԱ, Ա.Մ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Միջին դաշտի մոտավորության սահմաններում ուսումնասիրված է մոլեկուլների ձևավորման ոչ-գծային դինամիկան ատոմական Բոզե–Էյնշտեյնյան կոնդենսատի կոհերենտ ֆո-տո- և մագնիսա-ասոցիացիայի պրոցեսներում այն դեպքի համար, երբ արտաքին դաշտի կոնֆիգուրացիան որոշվում է զանգվածև իմպուլսով և ապալարքի վերջավոր փոփոխու-թյամբ բնութագրվող մակարդակների քվազի-գծային հատմամբ Դեմկով–Կունիկեի մոդելով: Ներկայացված է թույլ փոխազդեցության ռեժիմում մոլեկուլների ձևավորման ժամանակային դինամիկան նկարագրող մոտավորության կառուցման մի ընդհանուր մոտեցում, որն այնու-հետև կիրառվել է Դեմկով–Կունիկեի ոչ-գծային խնդրում: Ենթադրելով, որ գծային լուծման մեջ ներառված պարամետրերը չեն փոփոխվում՝ առաջարկված է մասշտաբավորման պարամետրի համար անալիտիկ արտա-հայտություն:

DEMKOV–KUNIKE MODEL FOR COLD ATOM ASSOCIATION: WEAK INTERACTION REGIME

R.S. SOKHOYAN, H.H. AZIZBEKYAN, C. LEROY, A.M. ISHKHANYAN

We study the nonlinear mean-field dynamics of molecule formation at coherent photo- and magne-to-association of an atomic Bose–Einstein condensate for the case when the external field configuration is defined by the quasi-linear level crossing Demkov–Kunike model characterized by a bell-shaped pulse and finite variation of the detuning. We present a general approach to construct an approximation de-scribing the temporal dynamics of the molecule formation in the weak interaction regime and apply the developed method to the nonlinear Demkov–Kunike problem. The presented approximation, written as a scaled solution to the linear problem associated to the nonlinear one we treat, contains fitting parameters which are determined via a variational procedure. Assuming that the parameters involved in the solution of the linear problem are not modified, we suggest an analytical expression for the scaling parameter.