

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ СТАБИЛИЗАЦИИ АТОМА В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

А. Я. Казаков*

*Санкт-Петербургский университет аэрокосмического приборостроения
190000, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 30 августа 1998 г.

Первоначально заселенный атомный уровень под воздействием квазирезонансного лазерного поля распадается в континуум. Если амплитуда внешнего поля достаточно велика, в атомной динамике участвуют и другие атомные уровни, находящиеся вне точного резонанса. Это явление приводит к стабилизации атома.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно изучается динамика атома в сильном и сверхсильном лазерном поле. Одним из нетривиальных эффектов в данной области квантовой физики является стабилизация атома. Пусть на атом воздействует лазерное поле, причем его частота удовлетворяет «резонансному» условию: находится в резонансе переходу с заселенного атомного уровня в континуум. С «наивной» точки зрения, чем больше амплитуда внешнего поля, тем быстрее должен распадаться первоначально заселенный атомный уровень в континуум. Анализ распада уровня в континуум под воздействием резонансного лазерного поля приводит к соотношению $\kappa \propto r^2$, где κ — соответствующая константа релаксации, r — амплитуда внешнего поля (в подходящих единицах), см., например, [1]. Однако более внимательное рассмотрение показывает, что зависимость константы релаксации от амплитуды внешнего поля может быть весьма сложной [2–7]. Были описаны различные физические явления, приводящие к нетривиальному поведению $\kappa(R)$, такие как резонансная стабилизация, адиабатическая стабилизация, интерференционная стабилизация (обсуждение и соответствующие ссылки можно найти в [2]). В данной работе мы обсудим еще одно физическое явление, эффективно приводящее к стабилизации атома.

Рассмотрим первоначально заселенный атомный уровень, который под воздействием лазерного поля переводится в континуум. Предположим, что существует еще набор атомных уровней, которые не находятся в точном резонансе ни с уровнем, ни с континуумом. Однако само понятие о точном резонансе на самом деле происходит из обязательных соображений из теории возмущений. По мере увеличения амплитуды внешнего поля уровни, которые (с точки зрения теории возмущений) не находились в резонансе с заселенным уровнем, начинают эффективно взаимодействовать с ним. Мы покажем, что это взаимодействие может существенно деформировать процесс ионизации атома.

*E-mail: akaz@phsc2.stu.neva.ru

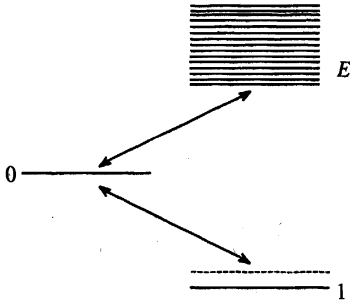


Рис. 1

2. ДИНАМИКА ФИЗИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Мы рассмотрим здесь простейшую ситуацию, полагая, что существует лишь один «дополнительный» уровень, который при увеличении амплитуды внешнего поля может взаимодействовать с первоначально заселенным уровнем (см. схему уровней на рис. 1). Динамика такой системы определяется уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = [H_0 + xF(t)] \Psi(t), \quad (1)$$

где внешнее поле $F(t) = R \cos(\Omega t)$. Пусть $|0\rangle, |1\rangle, |E\rangle$ — волновые функции первоначально заселенного уровня, «дополнительного» уровня и состояний в континууме, $E \in K = [E_c, \infty]$. Разложим волновую функцию атома по этому набору состояний:

$$\Psi(t) = A_0(t)|0\rangle + A_1(t)|1\rangle + \int_K B(E, t)|E\rangle dE. \quad (2)$$

Перепишем в этих терминах уравнение (1):

$$i\hbar A_0'(t) = E_0 A_0(t) + R \cos(\Omega t) \left[g_1 A_1(t) + \int_K B(E, t) g(E) dE \right],$$

$$i\hbar A_1'(t) = E_1 A_1(t) + R \cos(\Omega t) g_1 A_0(t),$$

$$i\hbar B'(E, t) = EB(E, t) + R \cos(\Omega t) g(E) A_0(t),$$

$$C'(t) \equiv \frac{\partial C(t)}{\partial t}.$$

Здесь $g_1, g(E)$ — соответствующие элементы оператора дипольного момента атома. Мы полагаем, что Ω , частота внешнего поля (которое переводит состояние $|0\rangle$ в континуум), значительно превосходит все другие частотные параметры. Это предположение позволяет применить приближение вращающейся волны (ПВВ). Используя замены

$$B(E, t) = \exp[-i(\Omega + E_0/\hbar)t] b(E, t),$$

$$A_0(t) = \exp [-iE_0t/\hbar] a_0(t),$$

$$A_1(t) = \exp [-i (E_0/\hbar - \Omega) t] a_1(t),$$

а также замену переменной $E = (\zeta + \Omega)\hbar + E_0$, можно исключить оптическую частоту:

$$ia'_0(t) = r \left[g_1 a_1(t) + \int_K g(\zeta) b(\zeta, t) d\zeta \right], \tag{3}$$

$$ia'_1(t) = \Delta_1 a_1(t) + r g_1 a_0(t), \tag{4}$$

$$ib'(\zeta, t) = \zeta b(\zeta, t) + r g(\zeta) a_0(t). \tag{5}$$

Здесь $r = R/2\hbar$, $\Delta_1 = (E_1 - E_0)/\hbar + \Omega$ — отстройка частоты лазерного излучения от частоты перехода между дискретными уровнями. (Для объектов, связанных с ζ , мы используем те же обозначения, что и для объектов, связанных с переменной E .) Нас интересует решение системы уравнений (3)–(5) для следующих начальных условий:

$$a_0(0) = 1, \tag{6}$$

$$a_1(0) = 0, \tag{7}$$

$$b(\zeta, 0) = 0. \tag{8}$$

Используя начальное условие (8) и интегрируя уравнения (5), находим

$$b(\zeta, t) = -irg(\zeta) \int_0^t \exp [i\zeta(x - t)] a_0(x) dx. \tag{9}$$

Подставляя в уравнение (3), получаем

$$a'_0(t) = -irg_1 a_1(t) - r^2 \int_0^t a_0(x) Q(t - x) dx, \tag{10}$$

$$Q(y) = \int_K g^2(\zeta) \exp [-iy\zeta] d\zeta.$$

Вместе с (4) и начальными условиями (6), (7) уравнение (10) образует замкнутую систему уравнений для функций $a_0(t)$, $a_1(t)$. Эта система может быть решена с помощью преобразования Лапласа. Однако мы используем иной подход, применимый и в случае нетривиальной модуляции внешнего поля. Именно, мы используем некоторые асимптотические соображения.

Рассмотрим структуру функций $Q(y)$. Мы полагаем, что функция $g(\zeta)$ существенно меняется лишь при таких изменениях ее аргумента (обозначим соответствующий параметр D), которые существенно больше, чем другие энергетические (или, в соответствующих единицах, частотные) параметры задачи. Таким образом, $g(\zeta) = v(\zeta/D)$, причем $v'(y), v''(y)$ имеют тот же порядок величины, что и $v(y)$ при $y = O(1)$. Пусть $\zeta = Ds$ и $Q(y) = Dq(y)$, где

$$q(y) = \int_{K_1} v^2(s) \exp[-iyDs] ds.$$

При наших предположениях $q(y)$ является «быстрой» функцией. Последний член в уравнении (10) — интеграл от произведения «быстрой» и «медленной» функций. Чтобы получить асимптотическое разложение (по малому параметру $\max(|rg_1|, |\Delta_1|)/D$) такого интеграла достаточно взять его по частям [8]. На первом шаге мы получаем вместо (10)

$$a_0'(t) = -irg_1 a_1(t) - r^2 a_0(t) [iS + \pi g^2(0)], \quad (11)$$

$$S = \text{V.P.} \int_{K_1} \frac{v^2(s)}{s} ds.$$

Здесь S есть соответствующий сдвиг Штарка границы континуума.

Заметим, что мы вывели уравнение (11) полагая, что

$$\Omega \gg D \gg \max(|rg_1|, |\Delta_1|).$$

Это означает, что мы строим старший член разложения решения исходной задачи по малым параметрам $D/\Omega, (rg_1, |\Delta_1|)/D$. Однако уравнение (11) справедливо и при выполнении соотношений

$$D \gg \Omega \gg rg_1, |\Delta_1|.$$

В этом случае для его вывода следует обратить порядок действий: сначала получить разложение аналога уравнения (10) по малому параметру Ω/D , а затем, применяя ПВВ (исключая оптическую частоту), построить старший член разложения решения по малому параметру $(rg_1, |\Delta_1|)/\Omega$. При этом возможность применения ПВВ можно обосновать в рамках достаточно стандартных методов. Мы опускаем математические детали, они аналогичны обсуждавшимся в [8].

Запишем систему (4), (11) в виде

$$A'(t) = \Lambda A(t), \quad (12)$$

$$A = \begin{pmatrix} a_0(t) \\ a_1(t) \end{pmatrix}, \quad \Lambda = \begin{pmatrix} -r^2 [iS + \pi g^2(0)] & -irg_1 \\ -irg_1 & -i\Delta_1 \end{pmatrix},$$

$$A(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Нетрудно вычислить собственные числа матрицы Λ :

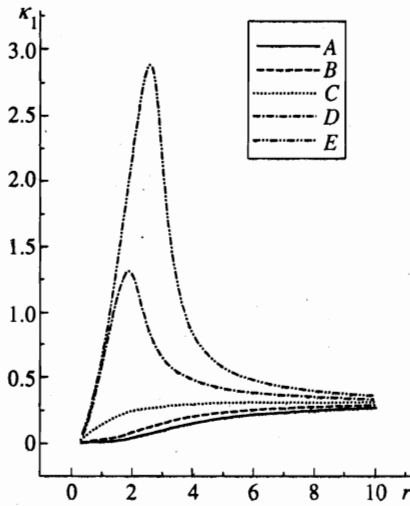


Рис. 2

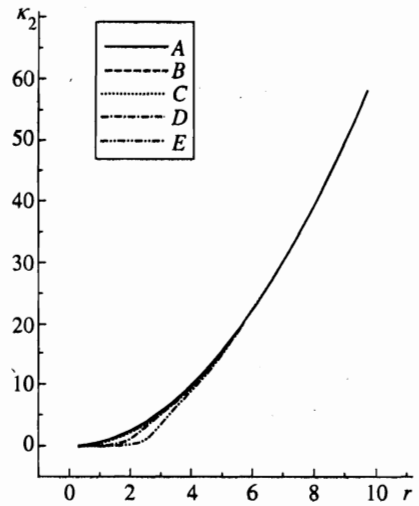


Рис. 3

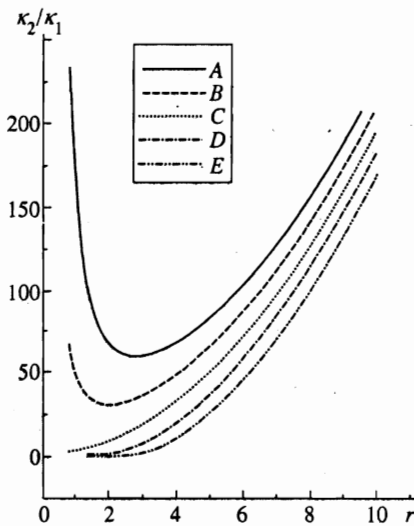


Рис. 4

$$\lambda_1 = -\pi r^2 g^2(0)/2 - i [\Delta_1 + r^2 S] / 2 + [(\pi r^2 g^2(0) + i(r^2 S - \Delta_1))^2 - r^2 g_1^2]^{1/2}, \quad (14)$$

$$\lambda_2 = -\pi r^2 g^2(0)/2 - i [\Delta_1 + r^2 S] / 2 - [(\pi r^2 g^2(0) + i(r^2 S - \Delta_1))^2 - r^2 g_1^2]^{1/2}. \quad (15)$$

Пусть ψ_1, ψ_2 — соответствующие собственные векторы, их явное выражение мы опускаем (это — состояния атома, «одетые» полем). Отметим лишь, что при $r = 0$ $\psi_2 = A(0)$.

На рис. 2, 3 изображены типичные графики функций $\kappa_1(r) = -\text{Re } \lambda_1(r)$ и $\kappa_2(r) = -\text{Re } \lambda_2(r)$ соответствующих констант релаксации. На рис. 4 приведены графики от-

ношений $\kappa_2(r)/\kappa_1(r)$. Как отмечалось в [9], реальные значения параметров $g(0)$, g_1 плохо известны, поэтому мы взяли для них оценочные значения: $g(0) = 0.2$, $g_1 = 1.5$, $S = 1$, $\Delta_1 = -8$ (для кривых *A*), $\Delta_1 = -4$ (для кривых *B*), $\Delta_1 = 0$ (для кривых *C*), $\Delta_1 = 4$ (для кривых *D*), $\Delta_1 = 8$ (для кривых *E*). Отметим, что графики $\kappa_2(r)$ для наших значений Δ_1 практически совпадают. Из этих графиков следует, что по мере увеличения амплитуды внешнего поля r значения констант релаксации начинают сильно отличаться друг от друга. Когда эффективный параметр Раби rg_1 принимает значения порядка Δ_1 , отстройки дополнительного уровня от резонанса, константы релаксации различаются уже по порядку величины. В широком диапазоне параметров отношение этих величин принимает значения порядка $10-10^2$ или 10^{-1} (см. рис. 4). Хотя выбор значений параметров $g(0)$, g_1 , S в известном смысле случаен, и потому рассматриваемая задача является модельной, аналогичное поведение этих кривых наблюдается в широком диапазоне значений $g(0)$, g_1 , S . Отметим, что в рамках этой модели рассматриваются различные физические процессы, такие как ионизация ридберговских атомов, фотоотрыв электрона от иона, ионизация «атомоподобных» систем типа квантовых ям и т. д. Разумеется, параметры модели при этом могут принимать существенно разные значения.

Обсудим теперь в свете этих результатов зависимость процесса ионизации нашего модельного атома от амплитуды внешнего поля. Решение начальной задачи (12), (13) можно представить в виде

$$A(t) = \exp(\lambda_1 t)p_1\psi_1 + \exp(\lambda_2 t)p_2\psi_2, \quad (16)$$

где p_1, p_2 — коэффициенты разложения $A(0)$ по базису ψ_1, ψ_2 . Как отмечалось выше, при малых амплитудах внешнего поля величина p_2 близка к единице, p_1 близко к нулю. Однако по мере увеличения r величина p_1 возрастает, и когда rg_1 принимает значения порядка Δ_1 , этот параметр становится сравним по величине с единицей. Тогда, как следует из (16), скорость распада населенности атома в континуум определяется уже обеими константами релаксации. При этом та часть населенности, которая относится к «одетому» состоянию ψ_1 , распадается значительно медленнее, чем соответствующая «одетому» состоянию ψ_2 . Это явление можно трактовать как стабилизацию атома в сильном лазерном поле.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели здесь еще один физический механизм стабилизации атома в сильном лазерном поле, отличный от обсуждавшихся ранее (см., например, [2]). Мы показали, что наличие группы уровней, «близких» к резонансу с первоначально заселенным уровнем, может приводить к соответствующему захвату населенности атома и существенной деформации процесса ионизации. Формально это выражается в наличии у такой физической системы констант релаксации, сильно отличающихся по порядку величины. (Отметим, что наибольшая константа релаксации этой системы близка к константе релаксации системы уровень — континуум, вычисленной в рамках обычной теории возмущений, $\kappa = \pi r^2 g^2(0)$, см. [1].) Разумеется, мы рассматривали здесь достаточно модельную ситуацию, однако аналогичными свойствами будет обладать и более общая физическая система (например, когда имеется несколько «дополнительных» уровней, или когда ряд этих уровней взаимодействует с континуумом). В реальных ситуациях стабилизация атома может быть вызвана различными причинами или даже

совокупностью их. Подчеркнем в заключение, что обсуждавшаяся здесь область параметров ($\tau g_1 \ll D \ll \Omega$) отличается от обсуждавшихся в [6] ($D \ll \tau g_1 \ll \Omega$) и в [7] ($D, \Omega \ll \tau_{eff}$, где τ_{eff} — параметр, имевший смысл эффективного параметра Раби в случае сверхсильного поля).

После подготовки данной работы к печати была опубликована статья [10], в которой «интерференционная» стабилизация обсуждалась для Λ - и V -систем. С формальной точки зрения предмет рассмотрений в [10] (как и в более ранней работе [9]) близок к обсуждавшемуся в настоящей работе. Они имеют в своей основе один и тот же факт: в сильном лазерном поле могут возникать «одетые» полем состояния атома (обозначим их Ψ_f) с малой скоростью распада. При «интерференционной» стабилизации такие состояния возникают из-за интерференции переходов с различных атомных уровней в континуум, они играют значительную роль при всех значениях амплитуды внешнего поля. В нашем же случае эти состояния при малой амплитуде внешнего поля практически не участвуют в динамике атома и лишь при достаточно большой амплитуде начинают ее определять. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, сама структура Ψ_f -состояний (как линейных комбинаций невозмущенных состояний атома) в нашем случае более существенно зависит от амплитуды внешнего поля, чем в случае «интерференционной» стабилизации. Во-вторых, коэффициент p_2 в соотношении (16) (он описывает связь начального состояния атома с Ψ_f) в рамках рассматриваемого здесь механизма стабилизации существенно зависит от амплитуды внешнего поля (при уменьшении τ он стремится к нулю), тогда как его аналог в случае «интерференционной» стабилизации не испытывает столь заметных изменений.

Литература

1. В. М. Акулин, Н. В. Карлов, *Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике*, Наука, Москва (1987).
2. In *Super-Intense Laser-Atom Physics, Proc. NATO Adv. Res. Workshop, IV*, ed. by H. G. Muller and M. V. Fedorov, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht-Boston-London (1996).
3. М. В. Федоров, *Электрон в сильном световом поле*, Наука, Москва (1991).
4. K. Burnett, V. C. Reed, and P. L. Knight, *J. Phys. B* **26**, 561 (1993).
5. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton processes in atoms*, New York, Springer (1994).
6. А. Я. Казаков, *ЖЭТФ* **107**, 1047 (1995).
7. А. Я. Kazakov, *J. Phys. A* **31**, 3019 (1998).
8. М. В. Федорюк, *Асимптотика: интегралы, ряды*, Наука, Москва (1987).
9. М. В. Fedorov, *Interference stabilization*, in [2], p. 11.
10. Н. П. Полуэктов, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **114**, 821 (1998).