УДК 539.1

КРУПНОМАСШТАБНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИГОТОВЛЕННОГО АТОМА С ПОМОЩЬЮ ЕГО ДИФРАКЦИИ В ПОЛЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Ж. МУРАДЯН, Е.И. СТЕПАНЯН, А.А. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июля 2002 г.)

Предложена схема взаимодействия трехуровневого атома с импульсами лазерного излучения, при которой промежуточные импульсные состояния, предварительно генерированные с помощью резонансного эффекта Капицы–Дирака, могут быть эффективно подавлены, сохраняя при этом боковые состояния с относительно узкими распределениями. Показано также, что в зависимости от интенсивности лазерных импульсов релаксация населенности верхнего энергетического уровня может как ослабить, так и усилить эффективность процесса.

1. Введение

Управление поступательным движением атома посредством лазерного излучения в настоящее время привлекает повышенный интерес. в частности, в связи с успехами атомной интерферометрии [1]. В основе такой возможности лежит обмен импульсом между лазерным излучением и центром тяжести атома. В каждом акте поглошения или излучения фотона атом приобретает или теряет квант импульса hk, где k есть волновой вектор излучения. Задача заключается в том, чтобы уметь выбрать условия взаимодействия так, чтобы процесс обмена импульсами приводил к поставленной цели. В атомной интерферометрии, например, требуется сперва расщепить волновой пакет центра тяжести атома, а потом снова собрать его, давая возможность интерферировать, в полной аналогии с оптической интерференцией. В действительности, из-за наличия внутреннего строения атома картина интерференции атомных волновых пакетов сложнее, чем в случае света, и в частности возможна интерференция между внутренними состояниями атома (внутренняя атомная интерференция). Однако мы не будем касаться этой стороны вопроса, поскольку будем рассматривать только возможность расшепления атомного волнового пакета, оставляя в стороне вопрос о наложении

таких волн.

Хорошо известно, что чувствительность интерференции зависит от угла расшепления и увеличивается с ростом этого угла при его малых значениях. Из-за относительно большого значения массы атома угол расщепления при однофотонных обменах импульсом между полем излучения и атомом оказывается очень малым. Поэтому делаются постоянные попытки поиска условий, при которых будет возможно его существенное увеличение. Решить эту задачу аналитически в общем виде невозможно, в первую очередь, из-за наличия большого числа параметров, определяющих характер взаимодействия (динамику обмена импульсов). Это интенсивность, поляризация, пространственная и частотновременная структура действующих на атом полей, число вовлеченных во взаимодействие атомных уровней, включая магнитные подуровни и сверхтонкое расщепление, и наконец, квантовомеханическое состояние внутренней и поступательной степеней свободы атома до этапа расщепления волнового пакета. Тем не менее определенные успехи по увеличению угла расщепления уже достигнуты, как теоретические, так и экспериментальные. Была предложена, например, схема поочередного воздействия на атом противоположно распространяющимися сверхкороткими лазерными импульсами. Такая возможность была реализована в [2], используя моноэнергетический атомный пучок из теплового источника. Другая, менее чувствительная к неопределенностям экспериментальных параметров схема, основанная на адиабатическом переводе населенностей между магнитными подуровнями основного уровня атома, также была реализована [3]. В [4] была показана перспективность приготовления начального импульсного состояния атома в виде дискретного ряда с гауссовским видом огибающей, а также с помощью контринтуитивной последовательности возбуждающих когерентных импульсов в виде пары стоячей и бегущей волн.

Надежды на возможные успехи в широкомасштабном расшеплении атомного волнового пакета часто связываются с резонансным эффектом Капицы–Дирака, представляющим собой когерентную дифракцию атомной (материальной) волны в квазирезонансном поле лазерной стоячей волны [5]. Заманчивость такой схемы заключается в том, что в акте единого кратковременного взаимодействия удается получать импульсные состояния для центра тяжести атома, удаленные на расстояния, определяемые практически лишь интенсивностью стоячей волны. Характерные лазерные интенсивности таковы, что могут обеспечить, в принципе, до $10^3\hbar$ импульсных расшеплений. Однако существенным недостатком такой схемы, делающим пока невозможным ее применение в атомной интерферометрии, является то, что, помимо этих далеко удаленных состояний, в спектре дифракции атома генерируются также все отстоящие друг от друга на $2\hbar k$, промежуточные импульсные состояния. Поэтому надежды практического применения опираются на возможности "опустошения" этих промежуточных состояний, и чем эффективнее, тем лучше. Представленное в данной статье исследование относится именно к такой возможности.

Расчеты проведены с учетом релаксации возбужденного энергетического уровня вне системы взаимодействующих уровней. Такая схема возможна, например, в возбужденном атоме He' (переходы $2^{3}S_{1}-2^{3}P_{1}$ или $2^{3}S_{1}-2^{3}P_{0}$), где нижние уровни (магнитные подуровни терма $2^{3}S_{1}$) являются метастабильными. Относительно релаксационной зависимости получен результат, несколько неожиданный с точки зрения интуитивного восприятия роли релаксационных процессов как подавляющих когерентные процессы, каковым является дифракция волнового пакета атома. Для значений интенсивности воздействующих стоячих волн, расположенных кусочно поочередно, релаксация приводит не к уменьшению эффективности процесса, а наоборот, к ее увеличению. Правда, до определенных, хотя и достаточно больших значений скорости релаксации. Дано объяснение такой зависимости, исходя из π -импульсного когерентного характера перевода населенности.

2. Модель и аналитическое решение

Рассмотрим аналитически решаемую модель [6] трехуровневого атома с релаксирующим вне системы возбужденным уровнем (рис.1) [7]. Нижние уровни $|1\rangle$ и $|3\rangle$ стабильны по крайней мере в течение взаимодействия с лазерными импульсами $\Omega_p(z,t)$ и $\Omega_s(z,t)$, связывающими уровни $|1\rangle$ и $|3\rangle$ соответственно с верхним уровнем $|2\rangle$. Релаксационные переходы из $|2\rangle$ на $|1\rangle$ и $|3\rangle$, а также из последних на более низкие энергетические уровни считаются маловероятными и пренебрегаются. Тогда временные уравнения для атомных амплитуд C_1 , C_2 и C_3 , прямо вытекающие из уравнения Шредингера для рассматриваемой системы, можно записать в виде [7]

$$i\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix} C_1\\C_2\\C_3\end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_p & 0\\\Omega_p & \Delta - i\gamma_0 & \Omega_s\\0 & \Omega_s & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix} C_1\\C_2\\C_3\end{bmatrix},$$
(1)

где $\Omega_p(z,t) = -d_{p,s}^* E_{p,s}(z,t)/\hbar$ суть половины частот Раби для соответствующих оптических переходов, $d_{p,s}(z,t)$ – матричные элементы этих дипольных переходов, $E_{p,s}(z,t)$ – амплитуды электрического поля лазерных импульсов, z – координата центра тяжести атома, Δ – расстройка резонанса лазерных волн от соответствующих оптических переходов (для обоих одинаковая), а γ_0 – скорость релаксации.

Зависимость полей от z (отсутствующая в [7]) требует объяснения

в снысле применимости ур.(1). Дело в том, что именно через эту зависимость математически описывается эволюция импульсных состояний атома, что, в принципе, требует привлечения оператора кинетической энергии атома в гамильтониан системы. Однако кратковременный режим взаимодействия дает возможность обойти это требование, считая выполненным режим Рамана-Ната, когда перемещение атома за время взаимодействия оказывается намного меньше пространственного периода поля (см., например, [8]).



Рис.1. Схема энергетических уровней атома с воздействующими на них лазерными импульсами $\Omega_n(z,t)$ и $\Omega_n(z,t)$.

Продолжая аналогию с [7], выберем временные огибающие световых импульсов одинаковыми,

$$\Omega_p(z,t) = \Omega_p(z)f(t), \qquad \Omega_s(z,t) = \Omega_s(z)f(t), \qquad (2)$$

и имеющими колоколообразную форму,

$$f(t) = \operatorname{sech}(t/T), \tag{3}$$

где T – длительность импульсов, которая в дальнейшем считается фиксированной. Хотя задача имеет аналитическое решение и при отличных от нуля расстройках резонанса с возможной временной зависимостью определенных видов, здесь мы ограничимся случаем точного резонанса Δ =0, легче всего реализуемым в эксперименте. Тогда ур.(1) для атомных амплитуд нижних энергетических уровней после взаимодействия имеет вид

$$C_1(z,+\infty) = (B\sin^2\theta + \cos^2\theta)C_1(z,-\infty), \tag{4}$$

$$C_{2}(z,+\infty) = (B-1)\sin\theta\cos\theta C_{1}(z,-\infty), \qquad (5)$$

где начальная ($t = -\infty$) амплитуда населенности $C_3(z, -\infty)=0$ и введены обозначения

$$\sin\theta = \sqrt{\Omega_p^2(z) + \Omega_s^2(z)} \quad . \tag{6}$$

$$B = \frac{\Gamma^2\left(\frac{1}{2} + \gamma\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + \gamma - \alpha\right)\Gamma\left(\frac{1}{2} + \gamma + \alpha\right)} , \quad \alpha = \sqrt{\Omega_p^2(z) + \Omega_x^2(z)} , \quad \gamma = \frac{1}{2}\gamma_0 T , \quad (7)$$

где Г(х) – гамма-функция.

Поскольку нас интересует импульсное рассмотрение после взаимодействия, то следует еще сделать соответствующее Фурье-преобразование, то есть вычислить амплитуды

$$C_{jn} = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} C_{j}(z, +\infty) e^{-inkz} d(kz), \qquad (8)$$

гле $i=1,3, a = 0,\pm 1,\pm 2,... - есть номер импульсной гармоники. Параметры В$ и θ в общем случае зависят от z и, следовательно, дают вклад в вид конечного распределения (8). Численное исследование, однако, показывает, что наиболее интересным и перспективным с точки зрения атомной интерферометрии является случай, когда лазерные стоячие волны пространственно смещены по фазе на л/2 (отметим, что дифракция Капицы-Дирака неприготовленных в импульсном пространстве трехуровневых атомов при такой геометрии встречных волн рассмотрена в [9]: импульсный спектр атома при этом содержит три состояния, смещенных друг относительно друга на $2\hbar k$). Тогда параметр *В* больше не зависит от z и, согласно (5) и (8), одинаковым образом влияет на все импульсные гармоники, переводимые из 1) в первоначально незаселенный уровень 3). Следовательно, влияние суммарной интенсивности лазерных импульсов а и скорости релаксации у, входящих в определение параметра В (и не входящих в определение параметра θ , который определяется относительной интенсивностью лазерных импульсов), можно сразу получить, рассматривая характер его зависимости от α и у. Трехмерный график этой зависимости приведен на рис.2. Видно, что при малых значениях γ зависимость В от α имеет периодический характер (при γ=0 это синусоида). Согласно (5) такие же осцилляции претерпевает и амплитуда населенности уровня 3).

При увеличении γ от нуля до ~1 амплитуда осцилляций уменьшается и практически затухает. Поскольку $-1 \le B \le 1$, то такое поведение означает, что с увеличением γ возможно как ослабление, так и усиление процесса перевода населенности. Ослабление происходит для области малых интенсивностей (0 < $\alpha \le 1/2$) и во всех последующих зонах $(2m-1)/2 \le \alpha \le (2m+1)/2$, $m=1,3,5,..., -1 \le B \le 0$. Усиление происходит во всех остальных зонах значений α , а более конкретно при $(2m-1)/2 \le \alpha \le (2m+1)/2$, m=2,4,6,..., где $0 \le B \le 1$.



Рис.2. Зависимость параметра *B* от суммарной интенсивности воздействующих полей α и скорости релаксации верхнего уровня *у*. Она универсальна для всех переведенных импульсных состояний и получена при $\Omega_p(z) = \Omega_p \cos(kz)$. $\Omega_s(z) = \Omega_s \sin(kz)$ с равными коэффициентами при них.

Такое, несколько странное на первый взгляд, поведение в зависимости от у можно понять по аналогии с л-импульсными режимами возбуждения двухуровневых систем. Действительно, пока у=0 и взаимодействие полностью когерентное, при *α*=1,3,5, ..., т.е. в центральных точках первых зон, перевод населенности на уровень 3 максимальный. Это означает, в частности, что при α =1 за все время взаимодействия световых импульсов имеет место однонаправленный переход из |1) в |3). При а = 3 полный процесс перехода можно разбить на три этапа; за первую треть происходит максимальный переход на 3 (как и в случае а =1), далее за вторую треть населенность полностью возвращается на 1) и, наконец, при последней трети переходит на 3). При больших а (=5, ...) картина аналогична с соответственно большими числами промежуточных осцилляций населенности. Поэтому, если у отлична от нуля, то когерентность процесса частично нарушается и количество населенности, переведенной с одного энергетического уровня на другой уменьшается. Это и приводит к уменьшению конечной населенности на уровне |3) по сравнению с когерентным случаем. Такая закономерность сохраняется, постепенно ослабевая в темпе, и для соседних с указанными значениями α до расстояний |Δα = 1/2. Поскольку однонаправленный переход населенности имеет место и при малых интенсивностях $(\alpha \leq 1/2)$, то уменьшение эффективности из-за растущих γ имеет место и для них.

Если же рассматривать интенсивности, при которых $\alpha = 2,4,6,...,$ то они соответствуют полному опустошению конечного уровня $|3\rangle$ после

227

его промежуточных максимальных заполнений. Такое опустошение возможно, естественно, пока процесс полностью когерентный и циклы "заполнение-опустошение" строго чередуются. Когда же $\gamma>0$, то последующий заполнению цикл опустошения уже не полностью повторяет первый, и результирующая населенность уровня $|3\rangle$ отличается от нуля. Причем она тем больше, чем больше γ , пока описанный механизм является доминирующим (т.е. до $\gamma \sim 1$). Из приведенного объяснения сразу становится понятной и другая закономерность: зависимость от γ усиливается в среднем вместе с ростом интенсивности α : она увеличивает число циклических переходов $|1\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |1\rangle$.

При дальнейшем увеличении у параметр В не остается постоянным (эта область не показана на рис.2). Действительно, при у >> a из первой формулы (7) следует $\Gamma(1/2+\gamma - \alpha) \approx \Gamma(1/2+\gamma)$, и соответственно $B \rightarrow 1$. А при этом, согласно (5), $C_3(z, +\infty) \rightarrow 0$. Физическую причину такой закономерности можно понять на спектральном языке. Для этого отметим, во-первых, что в общем случае как энергетический спектр, так и возбужлающее поле стоячих волн имеют определенную спектральную ширину. то есть распределение состояний и интенсивностей, соответственно. Поскольку мы считаем *T* фиксированным и, кроме того, $\Delta = 0$, то распределение интенсивностей фиксировано, а центр распределения состояний атомного уровня совпадает с его центром. Поэтому при $\gamma = 0$ все атомные состояния, будучи сконцентрированными в центре распределения интенсивностей, обеспечивают максимально возможную эффективность взаимодействия. При увеличении же у атомные состояния постепенно расплываются по менее интенсивным частотным компонентам поля и эффективность взаимодействия уменьшается. При >>T⁻¹ лишь ничтожная доля атомных состояний перекрывается со спектром поля, приводя к $C_3(z, +\infty) \rightarrow 0$.

3. Результаты численных расчетов

Приведем результаты численных расчетов амплитуд конечных импульсных состояний (8) для энергетических уровней $|1\rangle$ (первоначально населенных) и $|3\rangle$ (первоначально ненаселенных) при двух характерных значениях параметра интенсивности. Вид начального импульсного распределения уровня $|1\rangle$, полученного с помощью квазирезонансного эффекта Капицы–Дирака, показан на рис.3. Рис.4а и 46 представляют случай максимального перевода населенности (при α =1). При начальном росте γ амплитуды на уровне $|3\rangle$ монотонно убывают, а на уровне $|1\rangle$ растут. При интенсивности же лазерных импульсов с α =2 (рис.5а и 56), наоборот, происходит рост на уровне $|3\rangle$ и уменьшение на уровне $|1\rangle$. При дальнейшем росте γ , как уже выяснили в конце предыдущего пункта, происходит постепенное восстановление начальных состояний (рис.46 и 56), а амплитуды переведенных состояний постепенно уменьшаются.



Рис.3. Начальное распределение импульсов на нижнем энергетическом уровне $|1\rangle$, являющееся Фурье спектром амплитуды $C_1(z,-\infty) = \exp(iU\cos(2kz))$. Оно получается за счет предварительного воздействия на переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ далеко отстроенной от резонанса лазерной стоячей волной. Параметр U представляет собой произведение частоты Раби на длительность этой стоячей волны и выбран равным 10, соответствующим умеренным лазерным интенсивностям при дипольно разрешенных переходах. Для наглядности изображения соседние дискретные точки соединены прямыми линиями. Аналогичные соединения проведены также на рис.4 и 5. Спецификой выбранного приготовления является отсутствие всех импульсных состояний с нечетными номерами порядка.

Интересно, что при промежуточных значениях интенсивности ($\alpha \neq 1,2,3,...$) на приведенные выше зависимости накладываются ощутимые осцилляции.

Следует обратить внимание на особенность спектра переведенных импульсных состояний (рис.4а и 5а), что считаем главным результатом данной работы. Индуцированный спектр на первоначально ненаселенном уровне представляет собой далеко расщепленные две группы состояний, как раз требуемые для повышения чувствительности атомной интерферометрии.

Имея в виду, что все этапы использованной схемы взаимодействия: получение населенности только одного (нижнего) энергетического уровня с помощью оптической накачки, приготовление начального импульсного расщепления центра тяжести атома с помощью далеко отстроенной по частоте стоячей волны, а также генерация коротких и достаточно мощных световых импульсов, в настоящее время хорошо изучены и многогранно реализованы, можно заключить об экспериментальной перспективности предложенного метода.



Рис.4. Распределение конечных импульсных состояний на уровнях $|3\rangle$ (а) и $|1\rangle$ (б), в зависимости от скорости релаксации γ . Параметр суммарной интенсивности возбуждающих полей $\alpha = 1$.



Рис.5. Распределения, аналогичные рис.4, при $\alpha = 2$.

4. Заключение

Изучив взаимодействие трехуровневого атома, первоначально заселенного на один из нижних энергетических уровней с импульсным распределением резонансного эффекта Капицы-Дирака, с двумя импульсами стоячих волн, мы показали, что переведенное на другой нижний энергетический уровень импульсное распределение имеет специфический вид с двумя удаленными и относительно узкими группами состояний. Такое распределение может быть использовано в атомной интерферометрии для повышения чувствительности. Выявлена нетривиальная зависимость эффективности переброса населенности от скорости релаксации возбужденного уровня и дано ее физическое объяснение.

Работа выполнена в рамках гранта N0888 Министерства образования и науки Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

- Atom Interferometry. Ed. by P.R.Berman. Cambridge, Academic Press, 1997: C.S.Adams, O.Cornel, and J.Mlynek. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 34, 1 (1994).
- 2. D.S.Weiss, B.C.Young, and S.Chu. Phys. Rev. Lett., 70, 2706 (1993).
- 3 P.Marte, P.Zoller, and J.L.Hall. Phys. Rev. A, 44, R 4118 (1991); L.S.Goldner, C.Gerz, R.J.C.Spreeuw, S.L.Rolston, C.I.Westbrook, and W.D.Phillips. Phys. Rev. Lett., 72, 997 (1994); P.D.Featonby, G.S.Summy, J.I.Martin, H.Wu, K.P.Zetie, C.J.Foot, and K.Burnett. Phys. Rev. A, 53, 373 (1996).
- 4. A.M.Ishkhanyan. Phys. Rev. A, 61, 063611 (2000); ibid., 61, 063609 (2000).
- В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян. Доклады АН Арм. ССР, 60, 275 (1975); R.J.Cook and A.F.Bernhardt. Phys. Rev. A, 18, 2533 (1978); А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, В.П.Яковлев. Письма ЖЭТФ, 31, 542 (1980); J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji. J. Opt. Soc. Am. B, 2, 1707 (1985); P.Meystre, E.Schumacher, and S.Stenholm. Opt. Commun., 73, 443 (1989); P.J.Martin, P.L.Gould, B.G.Oldaker, A.H.Miklich, and D.E.Pritchard. Phys. Rev. A, 36, 2495 (1987).
- 6. Ю.Н.Демков, М.Кунике. Вестник ЛГУ, Физ., Хим., 16, 39 (1969).
- C.E.Carroll and F.T.Hioe. J. Math. Phys., 29, 487 (1988); N.V.Vitanov. J. Phys. B, 31, 709 (1998).
- E.Arimondo, A.Bambini, and S.Stenholm. Opt. Commun., 37, 103 (1981);
 A.F.Bernhardt and B.W.Shore. Phys. Rev. A, 23, 1290 (1981).
- 9. А.С.Позгалев, Ю.В.Рождественский. ЖЭТФ, 109, 2005 (1996).

ՆԱԽԱՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ԱՏՈՄԻ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՄԵԾԱՄԱՍՇՏԱԲ ՃԵՂՔՈՒՄԸ ԼԱՉԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՄՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ՆՐԱ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ե.Ի. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ, Ա.Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Առաջարկված է եռամակարդակ ատոմի՝ լազերային իմպուլսների հետ փոխազդեցության սխեմա, որը ճնշում է նախապես ստացված լայն իմպուլսային բաշխման միջանկյալ արժեքներով վիճակները, պահպանելով դրանք իրարից առավելագույն հեռացված կողմնային նեղ շերտերում։ Յույց է տրված նաև, որ, կախված լազերային իմպուլսների ինտենսիվության մեծությունից, վերին էներգիական մակարդակի ռելաքսացիան կարող է ինչպես փոքրացնել, այնպես էլ մեծացնել պրոցեսի արդյունավետությունը։

LARGE-SCALE SPLITTING IN MOMENTUM STATES OF A PREPARED ATOM DUE TO ITS DIFFRACTION IN THE FIELD OF SHORT LASER PULSES

A.Zh. MURADYAN, Y.I. STEPANYAN, A.A. POGHOSYAN

We propose a scheme of interaction of a three-level atom with the pair of standingwave laser pulses leading to the suppression of momentum states in the internal region of large preliminary distribution, preserving the narrow bands at the bounds. It is also shown that, depending on the value of pulse intensities, the relaxation of the upper energy level may lead both to the decrease and increase in the process effectiveness.