

УДК 539.1

СТАБИЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСНЫХ СОСТОЯНИЙ КРУПНОМАСШТАБНОГО РАСЩЕПИТЕЛЯ АТОМНОГО ПУЧКА

А.Ж. МУРАДЯН¹, Г.А. МУРАДЯН¹, А.А. ПОГОСЯН²

¹Ереванский государственный университет

²Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 ноября 2005 г.)

Рассмотрено изменение распределения импульсных состояний атома, генерированных комплексным расщепителем атомного пучка типа Капицы-Дирака, при вариации параметров расщепителя относительно оптимальных значений. Показано, что как абсолютные значения, так и фазы вероятностных амплитуд состояний атома обладают высокой стабильностью относительно интенсивностей и расстройки резонанса действующих стоячих волн. Одновременно, для получения качественного расщепления с помощью данного расщепителя необходимо контролировать относительное пространственное расположение стоячих волн в пределах 10-15 процентов длины волны.

1. Введение

Атомная интерферометрия является хорошо установленной областью научно-технической деятельности на стыке атомной и лазерной физики [1]. Действующие атомные интерферометры при этом обладают очень малым угловым расщеплением (порядка 10^{-4} радиан) импульсных состояний атома. Из теории же интерферометров известно, что чувствительность интерференционной картины прямо пропорциональна площади, охватываемой расщепленными и вновь собранными атомными субпучками. Поэтому проблема увеличения угла когерентного расщепления атомного пучка остается в центре внимания многих исследователей данной области. Предложены различные схемы когерентного широкомасштабного расщепления атомного пучка [2], некоторые из которых осуществлены экспериментально. Однако ни один из них еще не нашел практического применения в атомных интерферометрах и причиной тому, на наш взгляд, являются высокие требования, которые они налагают на контролируемость и устойчивость параметров систем.

В работах [3] нами была предложена и частично исследована новая схема взаимодействия, которая, как мы надеемся, имеет больше шансов найти практическое применение. Наш оптимизм опирается на то, что предложенная схема объединяет два хорошо известных и многократно экспериментально реализованных процесса, какими являются резонансная Капица-Дираковская дифракция атома в поле стоячей волны в

режиме Рамана-Ната [4] и адиабатический перенос населенности с одного энергетического уровня на другой [5]. Тем не менее, вопрос стабильности схемы [3] относительно неизбежных вариаций и неопределенностей экспериментальных параметров остается открытым, тем более что схема, хотя и опирается на вышеуказанные два процесса, не является их простым механическим наложением.

Схема атомного расщепителя [3] действует следующим образом. Сперва на атом падает стоячая волна лазерного излучения с большой расстройкой однофотонного резонанса и генерирует для атома на нижнем энергетическом уровне $|1\rangle$ целое семейство равноудаленных дискретных импульсных состояний (резонансная дифракция Капицы-Дирака). Непосредственно после этого на атом действуют две стоячие волны, одна из которых связывает уровень $|1\rangle$ с возбужденным уровнем $|2\rangle$, а вторая – связывает уровень $|2\rangle$ с отличным от $|1\rangle$ низколежащим уровнем $|3\rangle$. В результате этого воздействия на первоначально населенном энергетическом уровне $|1\rangle$ остаются только две узкие боковые импульсные группы, а вся промежуточная область импульсного распределения переходит на первоначально ненаселенный уровень $|3\rangle$ (или только боковые группы переходят на уровень $|3\rangle$, а промежуточная область остается на уровне $|1\rangle$), чем и обеспечивается крупномасштабное расщепление импульсного состояния атома для одного из энергетических уровней атома.

В настоящей работе мы рассматриваем стабильность схемы расщепления относительно вариаций расстройки резонанса, пространственного сдвига между стоячими волнами, абсолютных и относительных интенсивностей волн, которые играют определяющую роль в перераспределении импульсных состояний атома между энергетическими уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$). Отметим, что устойчивость схемы относительно возможных несовпадений временных огибающих стоячих волн уже показана в последней из работ [3].

2. Волновая функция атома и генерация импульсных состояний

Волновая функция трехуровневого атома в общем случае записывается в виде

$$\Psi(z, t) = \sum_{j=1}^3 C_j(z, t) |j\rangle \exp(-iE_j t / \hbar), \quad (1)$$

где $C_j(z, t)$ и E_j – вероятностная амплитуда и энергия атома в состоянии $j=1,2,3$, соответственно. После полного цикла взаимодействия представляющие интерес амплитуды $C_1(z, t)$ и $C_3(z, t)$ имеют следующий вид [3]:

$$C_1(z, +\infty) = [(B(z) - 1) \sin^2 \theta(z) + 1] C_1(z, -\infty), \quad (2)$$

$$C_3(z, +\infty) = (B(z) - 1) \frac{\sin 2\theta(z)}{2} C_1(z, -\infty). \quad (3)$$

Здесь $C_1(z, -\infty)$ – амплитуда первоначально населенного уровня $|1\rangle$ после Капица-Дираковской дифракции; $C_j(z, -\infty) = \exp[iU \cos(2kz + \varphi)]$, где U – произведение частоты Раби и длительности дифрагирующей стоячей волны, φ – пространственное фазовое смещение этой стоячей волны относительно последующей пары ультракоротких импульсов

стоячих волн (см. формулы (6)),

$$B(z) = \frac{\Gamma(1/2 + i(\delta - \beta))\Gamma(1/2 + i(\delta + \beta))}{\Gamma\left(1/2 + i\delta - \sqrt{\alpha^2(z) - \beta^2}\right)\Gamma\left(1/2 + i\delta + \sqrt{\alpha^2(z) - \beta^2}\right)}, \quad (4)$$

$$\sin \theta(z) = \frac{A_p(z)}{\sqrt{A_p^2(z) + A_s^2(z)}}, \quad \cos \theta(z) = \frac{A_s(z)}{\sqrt{A_p^2(z) + A_s^2(z)}}, \quad (5)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция, $\alpha(z) = \sqrt{A_p^2(z) + A_s^2(z)}$. Выражения (2),(3) выведены при условии, что стоячие волны, связывающие переходы $|1\rangle - |2\rangle$ и $|2\rangle - |3\rangle$, имеют равные расстройки резонанса от соответствующих переходов и одинаковые колоколообразные временные огибающие, длительность которых меньше всех характерных времен релаксаций в системе. $A_p(z)$ и $A_s(z)$ представляют амплитуды пары стоячих волн без учета нормированных на единицу временных огибающих и имеют вид

$$A_p(z) = A_p \sin(kz), \quad A_s(z) = A_s \cos(kz). \quad (6)$$

Расстройка резонанса в общем случае содержит и меняющуюся со временем часть: $\Delta = (2\beta/T) \tanh(t/T) + (2\delta/T)$.

Вероятностные амплитуды импульсных состояний атома получаются из (2) и (3) с помощью Фурье-преобразования. Поскольку обратный вектор образованной стоячей волной оптической решетки равен удвоенному волновому вектору бегущей волны, то отличными от нуля оказываются только гармоники импульсных состояний с четными номерами $2n$:

$$C_{j,2n}(+\infty) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} C_j(z, +\infty) \exp(-in2kz) d(2kz), \quad (7)$$

где $j = 1, 3$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а нечетные гармоники равны нулю: $C_{j,2n+1}(\infty) = 0$.

Несложный анализ выражения (7) с учетом явных видов (2)-(6) показывает, что максимально узкие боковые импульсные группы можно получить при $A_p = A_s \equiv A$ (равенстве частот Раби для смежных оптических переходов), при котором значение комбинированного параметра B перестает зависеть от координаты z , а $\sin \theta(z)$ и $\cos \theta(z)$ переходят в гармонические от z функции $\sin kz$ и $\cos kz$, соответственно. При этом получают следующие выражения для амплитуд импульсных состояний:

$$C_{1,2n}(+\infty) = \left\{ i \frac{1-B}{4} [J_{n+1}(U)e^{i\varphi} - J_{n-1}(U)e^{-i\varphi}] + \frac{1+B}{2} J_n(U) \right\} i^n e^{in\varphi}, \quad (8)$$

$$C_{3,2n}(+\infty) = \frac{1-B}{4} \{ J_{n+1}(U)e^{i\varphi} + J_{n-1}(U)e^{-i\varphi} \} i^n e^{in\varphi}. \quad (9)$$

$B(\alpha, \beta)$

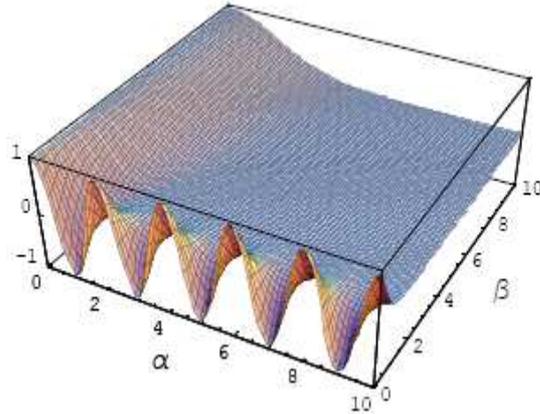


Рис.1. Зависимость комбинированного параметра B , определяющего характер перераспределения импульсных состояний между энергетическими уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$, от интенсивности встречных волн и коэффициента меняющейся части расстройки резонанса. $\delta = 0$, $\gamma = 0$.

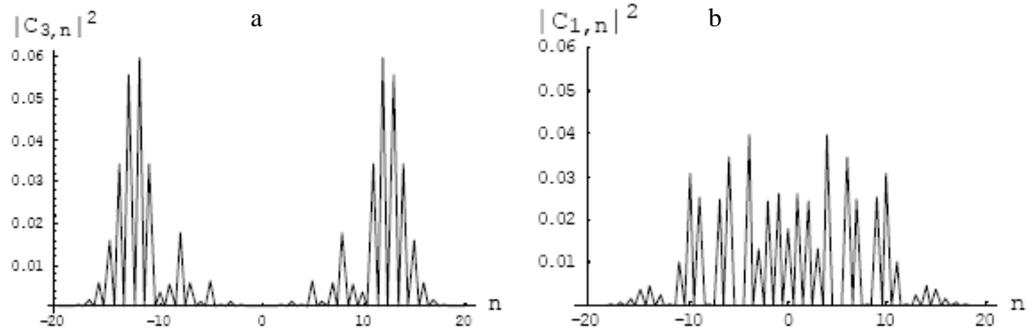


Рис.2. Распределение импульсных состояний центра тяжести атома для энергетических уровней $|3\rangle$ (а) и $|1\rangle$ (б) при $\varphi = 0$. Импульс атома $p_m = \hbar km$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, причем амплитуды состояний при нечетных значениях m равны нулю. Для наглядности картины соседние точки соединены прямыми линиями. $\delta = \beta = 0$ ($\Delta = 0$), $A_p = A_s$, $\alpha = 1$, $U = 14$.

Из них видно, во-первых, что для максимально слабой зависимости фаз от номера гармоник желательны действительные значения комбинированного параметра B , что возможно при $\delta = 0$, то есть при нулевой постоянной части расстройки резонанса. Видно также, что для эффективного перевода импульсных состояний на уровень $|3\rangle$ следует подобрать по возможности большие по модулю отрицательные значения параметра B . Зависимость B от параметров α (интенсивности пары стоячих волн, равной A при условии $A_p = A_s \equiv A$) и

β (меняющейся части расстройки резонанса Δ) представлена на рис.1. Как видно, оптимальными являются значения $\alpha = 1, 3, \dots$ с $\beta = 0$, при которых $B = -1$. Что касается оптимальных значений фазы φ , то выделяются значения $\varphi = 0, \pi/2, \pi$ и $3\pi/2$. При $\varphi = 0$, например, имеем

$$C_{1,2n}(+\infty) = \frac{i^{n+1}}{2} [J_{n+1}(U) - J_{n-1}(U)], \quad C_{3,2n}(+\infty) = \frac{i^n}{2} [J_{n+1}(U) + J_{n-1}(U)], \quad (10)$$

и фазы соседних импульсных состояний как для уровня $|1\rangle$, так и для уровня $|3\rangle$, отличаются на $\pi/2$. Распределения (10) представлены на рис.2а и 2б, соответственно. Как и следовало ожидать, крупномасштабное расщепление имеет место для состояний энергетического уровня $|3\rangle$, а массив с относительно небольшими значениями импульсов находится на уровне $|1\rangle$. Распределение вероятностей при $\varphi = \pi$ в точности совпадает с приведенным распределением для случая $\varphi = 0$. А при $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$ они меняются местами, то есть распределение на рис.2а соответствует энергетическому уровню $|3\rangle$, а на рис.2б – уровню $|1\rangle$.

3. Стабильность расщепления

Определив оптимальные условия для генерации расщепленных импульсных состояний атома, перейдем к вопросу об их чувствительности к вариациям параметров системы. При изменении одного из них остальные параметры будем считать фиксированными на оптимальных значениях. При этом, для полноты представления, вопрос о чувствительности к малым неконтролируемым изменениям параметров выясним на фоне функциональной зависимости на более широком диапазоне.

1. *Чувствительность к неравенству амплитуд волн A_p и A_s .* Из формулы (7) с учетом выражений (2)-(6) следует, что поскольку при отклонении от равенства $A_p = A_s$ комбинированный параметр B приобретает зависимость от пространственной координаты, а функции $\sin \theta(z)$ и $\cos \theta(z)$ обогащают свои спектры пространственных гармоник, то результирующий спектр импульсных состояний атома будет расплываться, ухудшая тем самым качество расщепления. Результаты вычислений для уровню $|1\rangle$ представлены на рис.3. Мера отклонения $\chi = (A_p^2 - A_s^2) / (A_p^2 + A_s^2)$. При этом имеем

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \chi \cos 2kz}, \quad \sin \theta(z) = \frac{\sqrt{1 + \chi} \sin kz}{\sqrt{1 - \chi \cos 2kz}}, \quad \cos \theta(z) = \frac{\sqrt{1 - \chi} \cos kz}{\sqrt{1 - \chi \cos 2kz}}, \quad (-1 < \chi < 1).$$

Средняя суммарная интенсивность в условиях рис.3 считается постоянной: $A_p^2 + A_s^2 \equiv \alpha_0^2 = \text{const}$.

Из рисунка ясно видно, что изменение относительной интенсивности волн вблизи оптимального значения $\chi = 0$ даже в пределах 10% ($-0,1 \leq \chi \leq 0,1$), что намного больше ожидаемых на эксперименте неопределенностей, не сказывается заметно на распределении.

Особенно важным для интерферометрии является чувствительность фазы импульсных состояний к вариациям параметров. Мерой такой чувствительности выбираем

разность фаз вероятностных амплитуд соседних импульсных состояний, $\Delta\Phi = \arg C_{j,n+1}(+\infty) - \arg C_{j,n}(+\infty)$, которая не зависит от n при оптимальных условиях (см., например, (10)). Расчеты по формулам (8), (9) показывают, что $\Delta\Phi$ вовсе не зависит от разности интенсивностей, если другие параметры находятся вблизи своих оптимальных значений.

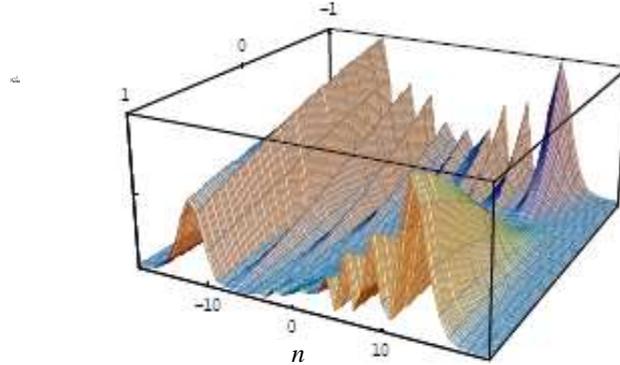


Рис.3. Распределение населенностей импульсных состояний в зависимости от параметра разности средних интенсивностей в паре стоячих волн (. График соответствует энергетическому уровню $|1\rangle$ при оптимальном значении $\varphi = \pi/2$, $\delta = \beta = 0$ ($\Delta = 0$), $\alpha_0 = \sqrt{2}$, $U = 14$.

2. *Чувствительность к расстройке резонанса.* Расстройка резонанса задается в данной модели двумя безразмерными параметрами δ и β , первый из которых определяет ее постоянную, а второй – меняющуюся со временем часть. Эти параметры по-разному влияют на импульсные состояния энергетических уровней. Разность исходит из того, что при $\delta \neq 0$, $\beta = 0$ комбинированный параметр B , отходя от значения -1 , становится комплексной величиной, в то время как при $\delta = 0$, $\beta \neq 0$ он остается действительным. Поэтому в первом случае меняются и вероятности, и фазы импульсных состояний, а во втором случае меняются только вероятности. Рис.4а и 4б показывают, как меняются импульсные распределения для уровня $|1\rangle$ в этих двух случаях, если расстройка резонанса меняется в размере ширины линии действующих световых волн.

Видно, что распределения практически не меняются даже при 10%-ных вариациях расстройки Δ . Что касается фазовой расстройки $\Delta\Phi$, то она с коэффициентом единица пропорциональна δ при малых δ и вовсе не зависит от β . Следовательно, предложенная схема расщепителя достаточно малочувствительна также относительно расстройки Δ .

3. *Чувствительность относительно фазы φ .* Рассмотрим теперь чувствительность схемы относительно наиболее трудно контролируемого на эксперименте параметра, фазы φ . При оптимальных значениях других параметров вероятностные амплитуды задаются выражениями (8) и (9), в которых следует подставить $B = -1$. Рис.5 представляет эволюцию распределения импульсных состояний энергетического уровня $|1\rangle$, когда φ отклоняется

на $\pi/4$ от своего оптимального значения $\varphi = \pi/2$ (или $\varphi = 3\pi/2$).

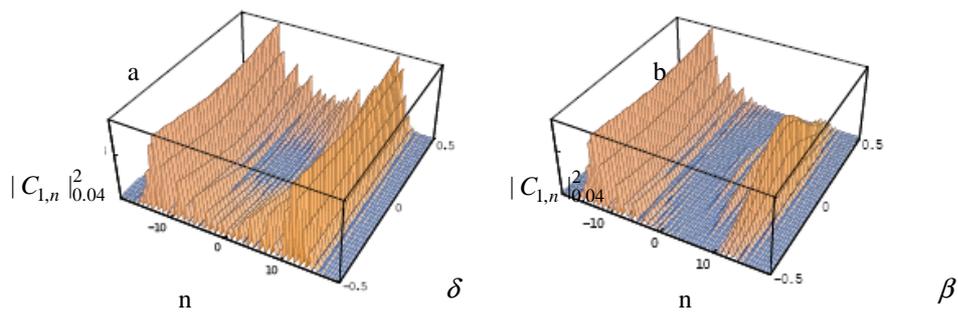


Рис.4. Населенности импульсных состояний атома на энергетическом уровне $|1\rangle$ как функция безразмерных параметров δ (а) и β (б), составляющих расстройку резонанса Δ . $U = 14$, $\alpha = 1$, $\delta = \pi/2$.

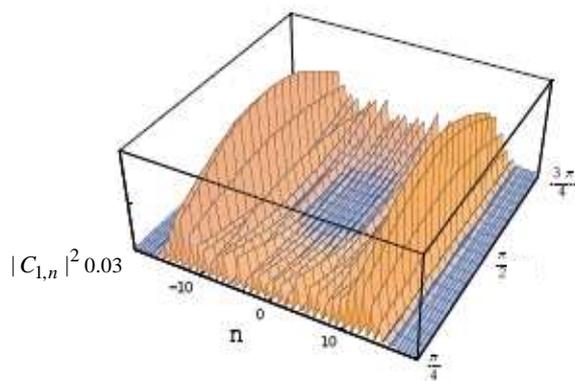


Рис.5. Населенности импульсных состояний атома на энергетическом уровне $|1\rangle$ при изменении фазы φ , $U = 14$, $\alpha = 1$, $\delta = \beta = 0$.

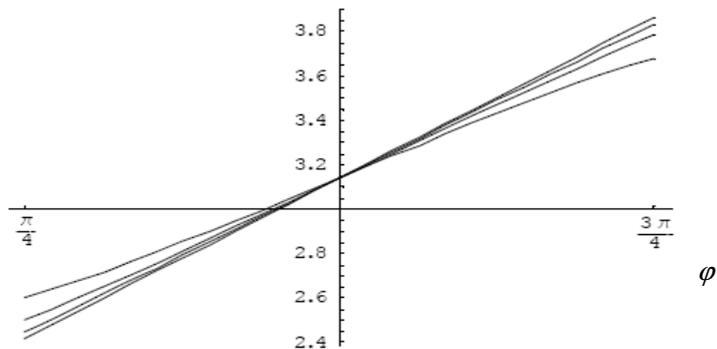


Рис.6. Разность фаз между соседними импульсными состояниями атома для некоторых наиболее населенных из них ($l = 12-15$) при условиях предыдущего рисунка.

Как видно из рис.5, зависимость достаточно пологая. Качественное расщепление распределения вероятностей импульсных состояний требует умения реализации и сохранения в ходе эксперимента неопределенности относительной пространственной фазы φ в пределах $\pm\pi/8$ рад (соответствующая пространственная точность для двух стоячих волн – примерно 0.1 часть длины волны излучения). Отметим, что такая степень точности расположения стоячих волн в нужном месте пространства уже достигнута в ряде экспериментальных лабораторий [6].

Рис.6 представляет зависимость фазовой расстройки $\Delta\Phi$ уровня $|1\rangle$ от пространственной фазы φ при тех же оптимальных условиях рис.5. Сопоставление показывает, что требования к выдерживанию постоянства φ в этом случае примерно в два раза выше, чем в предыдущем случае для качественного расщепления распределения вероятностей импульсных состояний.

Аналогичные закономерности имеют место и для энергетического уровня $|3\rangle$.

4. Заключение

На основе численного анализа полученных ранее аналитических решений выявлена чувствительность импульсных состояний широкомасштабного расщепителя атомного пучка типа Капицы-Дирака относительно неконтролируемых в ходе эксперимента вариаций параметров системы, – таких как интенсивность и относительные пространственные фазы действующих стоячих волн и расстройка резонанса. Получено, что обычная лабораторная техника по лазерной физике вполне достаточна для обеспечения высокого уровня стабильности относительно интенсивностей стоячих волн и расстройки резонанса. Этого, однако, нельзя сказать относительно контроля пространственных фаз (смещений друг относительно друга) действующих на атом стоячих волн. Последнее требует использования специальной техники, аналогичной, например, той, которая разработана в ведущих лабораториях по охлаждению и контролю движения атомов и ионов в магнитных и лазерных полях.

Авторы выражают благодарность П.Берману за обсуждение результатов. Работа выполнена в рамках гранта МОиН РА 0126.

ЛИТЕРАТУРА

1. Atom Interferometry, ed. by **P.R.Berman**. Cambridge, Acad. Press, 1997; **C.S.Adams, O.Cornel**, and **J.Mlynek**. Adv. At. Mol. Opt. Phys., **34**, 1 (1994). **I.Persival**. Physics World, **3**, 43 (1997).
2. **T.Pfau, C.Kurtsiefer, C.S.Adams, M. Sigal**, and **J.Mlynek**. Phys. Rev. Lett., **71**, 3427 (1993); **J.Lawall** and **M.Prentiss**. Phys. Rev. Lett., **72**, 993 (1994); **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); **A.M.Ishkhanyan**. Phys. Rev. A, **61**, 063611 (2000).
3. **A.Zh.Muradyan, A.A.Poghosyan, P.Berman**. Phys. Rev. A, **68**, 033604 (2003); **А.Ж.Мурадян, Е.И.Степанян, А.А.Погосян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 222 (2003); **A.Zh.Muradyan, G.A.Muradyan, P.Berman**. Phys. Rev. A, **70**, 065601 (2004); **А.Ж.Мурадян, А.А. Погосян**. Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 90 (2005).

4. **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); **A.F.Bernhardt and B.W.Shore.** Phys. Rev. A, **23**, 1290 (1981); **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).
5. **J.Oreg, F.T.Hioe, and J.H.Eberly.** Phys. Rev. A, **29**, 690 (1984); **J.R.Kuklinski, U.Gaubatz, F.T.Hioe, and K.Bergmann.** Phys. Rev. A, **40**, 6741 (1989); **P.Marte, P.Zoller, and J.L.Hall.** Phys. Rev. A, **44**, R4118 (1991); **J.Martin, B.W.Shore, and K.Bergmann.** Phys. Rev. A, **54**, 1556 (1996); **N.V.Vitanov.** Phys. Rev. A, **58**, 2295 (1998).
6. **A.Hemmerich and T.Hansch.** Phys. Rev. Lett., **70**, 410 (1993); **A.Hemmerich, C.Zimmermann, and T.Hansch.** Europhys. Lett., **22**, 89 (1993); **R.Scheunemann, F.S.Cataliotti, T.W.Hansch, and M.Weite.** Phys. Rev. A, **62**, 051801 (2000); **G.Grynberg and C.Robilliard.** Phys. Reports, **355**, 335 (2001).

ԱՏՈՄԱԿԱՆ ՓՆՋԻ ԼԱՅՆԱՄԱՍՇՏԱԲ ՃԵՂՔԻՉԻ
 ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ
 Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ա.Ա. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Քննարկված է ատոմական փնջի Կապիցա-Դիրակյան տիպի ճեղքիչի իմպուլսային վիճակների զգայնությունը համակարգի պարամետրերի՝ իրենց օպտիմալ արժեքների շուրջ հնարավոր փոփոխությունների նկատմամբ: Ցույց է տրված, որ գործող կանգուն ալիքների ինտենսիվությունների և ռեզոնանսի ապալարքի նկատմամբ ատոմական վիճակների հավանականային ամպլիտուդների ինչպես բացարձակ արժեքները, այնպես էլ փուլերը օժտված են բավականաչափ բարձր կայունությամբ: Միաժամանակ, որակյալ ճեղքման ստացումը պահանջում է ճեղքիչի փոխազդեցության երկու էտապներում գործող կանգուն ալիքների՝ իրար նկատմամբ տարածական դիրքի վերահսկման ունակություն ճառագայթման ալիքի երկարության մինչև 10-15 տոկոսի սահմաններում:

MOMENTUM STATE STABILITY OF A LARGE-SCALE ATOMIC BEAM SPLITTER

A.Zh. MURADYAN, G.A. MURADYAN, A.A. POGHOSYAN

The sensitivity of momentum states of a Kapitza-Dirac type atomic beam splitter is considered with respect to possible variations of the system parameters in the vicinity of their optimum values. It is shown that both the absolute values and phases of atomic state probability amplitudes have a high stability with respect to intensities and resonance detuning of the coupling standing waves. Simultaneously, high-quality splitting acquisition requires a precision controlling ability of the mutual position of standing waves in two stages of splitter interaction limited by 10-15 percents of the radiation wavelength.