

СЕЛЕКЦИЯ ЧАСТИЦ ГРАДИЕНТНОЙ СИЛОЙ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В.Климов, В.С.Летохов*

*Институт спектроскопии РАН
142092 Троицк, Московская обл., Россия*

**Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117294 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 апреля 1994 г.

Показано, что пространственно-неоднородное распределение интенсивности лазерного излучения, дифрагировавшего на малом по сравнению с длиной волны отверстии, приводит к эффекту резонансной селекции атомов за счет градиентной дипольной силы, действующей на атом. В результате, в зависимости от расстройки частоты лазерного поля относительно частоты атомного перехода, увеличивается или уменьшается эффективное сечение прохождения атома через отверстие по сравнению с геометрическим сечением. Этот эффект чувствителен как к сорту атома, так и к его скорости.

Появление лазеров и изобретение ряда методов селективного действия лазерного излучения на атомы и молекулы открыло новые возможности селекции атомов и молекул, в частности, изотопов (см. [1]). Однако предложенные наиболее эффективные лазерные методы являются разрушающими, так как основаны на фотоионизации атомов и фотодиссоциации молекул. Представляет принципиальный интерес поиск других методов селекции, даже без относительно возможного практического применения.

Сущность рассматриваемого эффекта можно проиллюстрировать рис.1, на котором сплошными линиями показаны изолинии плотности энергии лазерного излучения, дифрагировавшего на отверстии малого диаметра $2a$ ($a \leq \lambda$). Градиент плотности энергии лазерного излучения определяет величину градиентной силы, действующей на атом [2]. Величина градиентной силы зависит не только от градиента интенсивности, но и от величины и знака расстройки частоты лазерного поля ω относительно точки резонанса ω_0 с атомным переходом (см. [3]).

Если частота лазерного излучения ω имеет отрицательную расстройку $\Omega = \omega - \omega_0 < 0$, то градиентная сила втягивает селектируемые атомы в область более сильного поля, в то время как остальные атомы либо не испытывают влияния ближнего поля (случай большой расстройки), либо выталкиваются градиентной силой ($\Omega > 0$) в область меньших значений плотности энергии. В случае $\Omega < 0$ траектории селектируемых атомов искривляются в сторону отверстия (линии со стрелками) так, что поток частиц, проходящих через отверстие в единицу времени, возрастает по сравнению со случаем отсутствия ближнего поля лазерного излучения. Можно получить приближенное аналитическое решение поставленной задачи.

Эффект увеличения потока удобно описывать путем введения эффективного сечения захвата частиц отверстием с полем S_{eff} , так что увеличение потока будет описываться отношением $S_{eff}/S_0 = r_{eff}^2/a^2$.

Строго говоря, возможны два случая взаимодействия атомов с ближним полем: 1) движение атомов навстречу полю, когда атом начинает взаимодействовать с полем, находясь в основном состоянии ("одетое" состояние), и при малом времени взаимодействия в нем остается (рис.1а); 2) движение атомов со стороны падающего поля, когда атом начинает взаимодействовать с

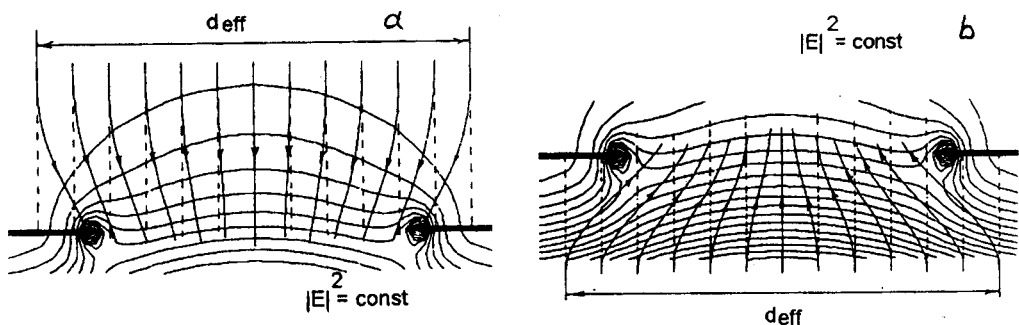


Рис.1. Геометрия задачи в случае притягивающей градиентной силы при встречном (а) и попутном (б) движении атомов относительно падающей световой волны. Пунктирные линии соответствуют траектории атомов без лазерного поля. Сплошные линии со стрелками соответствуют траекториям атомов в присутствии лазерного поля. Сплошные линии без стрелок являются изолиниями потенциала градиентной силы

дифрагировавшим полем, находясь в смешанном состоянии (рис.1б). В первом случае потенциал градиентной силы описывается выражением [4]

$$U = \frac{\hbar\Omega}{2} \left[\left(1 + 2 \frac{\mu^2 |E^2|}{\hbar^2 |\gamma|^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (1a)$$

а во втором случае – выражением [5]

$$U = \frac{\hbar\Omega}{2} \ln \left(1 + \frac{\mu^2 |E^2|}{\hbar^2 |\gamma|^2} \right), \quad (1b)$$

где μ – дипольный момент резонансного перехода, $\Omega = \omega - \omega_0$, $\gamma = (\Gamma/2) - i\Omega$, Γ – естественная ширина перехода. При большой расстройке ($\Omega \gg (\mu E/\hbar) \gg \Gamma/2$) оба выражения имеют одинаковое значение потенциала:

$$U = \frac{\hbar}{2\Omega} \left(\frac{\mu}{\hbar} \right)^2 |E|^2. \quad (2)$$

Средний квадрат электрического поля $|E^2|$ в ближней зоне для аналитических оценок можно получить, аппроксимируя выражения, приведенные в [6]:

$$|E^2| \cong \left(\frac{2kaE_{om}}{3\pi} \right)^2 \frac{a^4(R^2 + z^2)}{R^6}, \quad (3)$$

где R – модуль радиус-вектора, z – координата вдоль оси симметрии, E_{om} – амплитуда нормально падающей на отверстие циркулярно-поляризованной световой волны.

Ограничимся рассмотрением движения частицы, нормально падающей на экран с отверстием под прицельным расстоянием r_0 . Движение атома в потенциале (1) с полем (3) может быть описано системой уравнений

$$\begin{aligned} M\dot{x} &= p, & \dot{p} &= -\partial U/\partial x, \\ M\dot{z} &= q, & \dot{q} &= -\partial U/\partial z, \end{aligned} \quad (4)$$

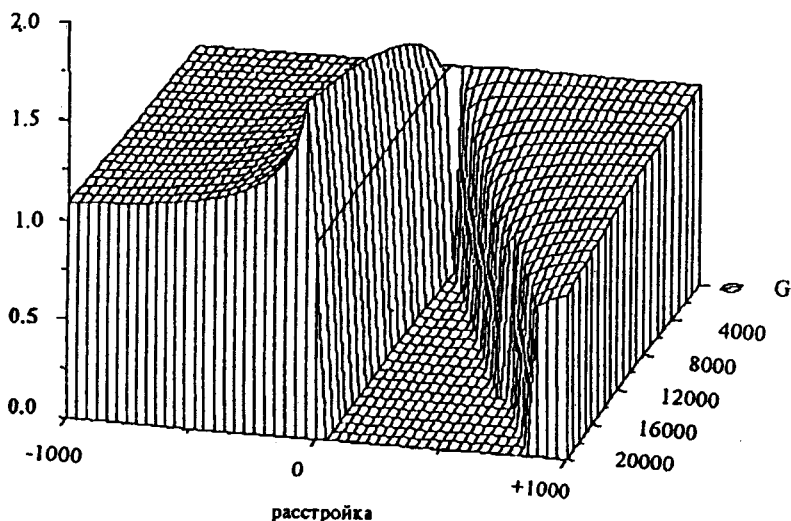


Рис.2. Относительное эффективное сечение захвата атомов в зависимости от расстройки частоты поля в единицах $\Gamma/2$ и величины параметра насыщения $G = I/I_{нас}$ для случая $\eta = \hbar\Gamma/Mv_0^2 = 0,01$. Приближенное аналитическое решение. Атомы движутся навстречу лазерному полю

где M – масса частицы. Можно получить приближенное аналитическое решение этих уравнений (будет опубликовано отдельно). Рассматривая в рамках этого решения частицы, попадающие в край отверстия, можно найти значение эффективного радиуса захвата в случае движения атомов навстречу падающей световой волне:

$$\tau_{eff} = a \left(\frac{\sqrt{1-\alpha} + 1}{2} \right)^{1/4}, \quad (5)$$

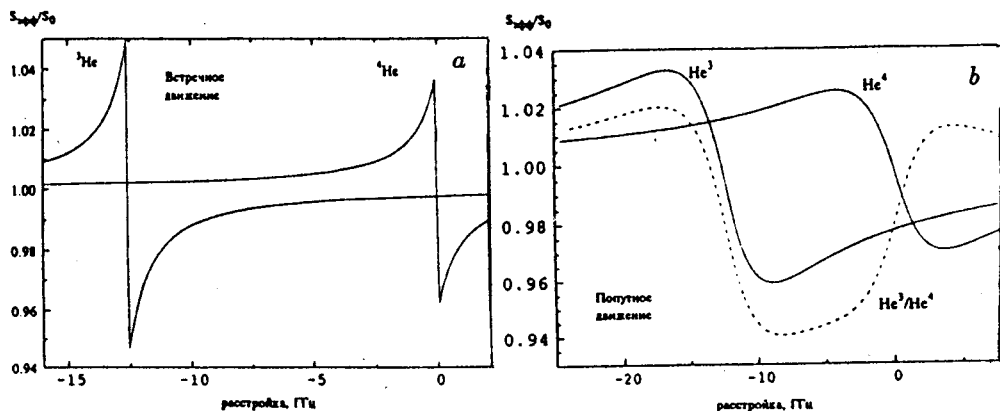


Рис.3. Эффективное сечение захвата атомов ^3He и ^4He (сплошные линии) в метастабильном состоянии в зависимости от частоты расстройки лазерного света ($\alpha = \lambda/2\pi$, $\lambda = 1,083$ мкм, $G = 10^7$, $v_0 = 50$ м/с). Точные решения для случая встречного (а) и попутного (б) распространения движения атомов

где

$$\alpha = 4\eta \left(\frac{ka}{3\pi} \right)^2 \frac{G\kappa}{1 + \kappa^2} \left[1 + \left(\frac{15\pi}{16} \right)^2 \right], \quad (6)$$

$\kappa = 2\Omega/\Gamma$ – относительная расстройка частоты, $G = I/I_{\text{нас}}$ – параметр насыщения и введен параметр

$$\eta = \hbar\Gamma/Mv_0^2, \quad (7)$$

где v_0 – скорость частицы. Параметр η характеризует соотношение между оптическими и механическими процессами. Аналогичные выражения имеют место и в случае движения атомов в направлении световой волны.

Зависимость относительного увеличения эффективного сечения захвата для случая $\eta = 0,01$ от расстройки частоты κ и параметра насыщения G в рамках (5) показана на рис.2. Видно, что при $\kappa < 0$ эффективное сечение прохождения частицы возрастает, а при $\kappa > 0$ и достаточно больших G возможно даже полное отклонение частиц от отверстия.

Результаты компьютерного моделирования прохождения пучка частиц через подсвеченное малое отверстие с точным потенциалом взаимодействия при различных расстройках и параметрах насыщения подтверждают результаты приближенного решения.

Резонансный характер селекции атомов в ближнем поле можно продемонстрировать на примере зависимости увеличения эффективности сечения от частоты лазерного излучения для атомного пучка атомов ^3He и ^4He в метастабильном триплетном состоянии (см., рис.3). Частота лазерного излучения перестраивается в окрестности перехода $2_2P^3 \rightarrow 2_1S^3$ на частоте $\nu_0 = 2,8 \cdot 10^{14}$ Гц или $\lambda_0 = 1,083$ мкм. Изотопический сдвиг для этого перехода равен $\Delta\nu = 12,7$ ГГц, а естественная ширина $\Gamma/(2\pi) = 1,64$ МГц.

Таким образом, в настоящей работе показано, что облучение малого по сравнению с длиной волны отверстия (или системы отверстий) резонансным излучением позволяет неразрушающим образом осуществлять селекцию медленных нейтральных атомов (и молекул). Подчеркнем, что речь идет не о практической реализации разделения изотопов (^3He и ^4He – удобный пример для расчета и эксперимента), а о физическом эффекте. Он может быть использован и для селекции молекул, например левых и правых молекул в циркулярно-поляризованном поле и т.д.

Квантовое рассмотрение задачи с учетом флуктуации стимулированных переходов (поглощение и стимулированное переизлучение в другом направлении) приводит к повышению энтропии лазерного излучения. В этом приближении система становится неконсервативной и может рассматриваться как возможная реализация демона Максвелла, сортирующего частицы по их скорости и сорту [7]. Результаты такого рассмотрения будут предметом подробной публикации.

-
1. В.С.Летохов, Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М.: Наука, 1983.
 2. Г.А.Аскарьян, УФН, **110**, 115 (1973).
 3. В.Г.Миногин, В.С.Летохов, Давление лазерного излучения на атомы, М.: Наука, 1986.
 4. J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji, JOSA **B3**, 1707 (1985).
 5. J.P.Gordon and A.Ashkin, Phys. Rev. **A21**, 1606 (1980).
 6. V.V.Klimov and V.S.Letokhov. Optics Commun. **106**, 151 (1994).
 7. H.S.Leff and A.F.Rex, eds. Maxwell's Demon: Entropy, Information and Computing, Adams Hilger, Bristol, 1990.