

## ЭФФЕКТ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ АТОМНОГО ПУЧКА БЛИЖНИМ ПОЛЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И.Балыкин, 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 21 января 1994 г.

В рамках классической динамики показано, что ближнее поле лазерного излучения, возникающее при дифракции плоской световой волны на малом по сравнению с длиной волны отверстии, приводит за счет градиентной силы к глубокой фокусировке нормально падающего атомного пучка при отрицательной расстройке частоты лазерного излучения. В приближении малости рассеивающего потенциала найдены явные выражения для траекторий частиц и каустической поверхности, приведены оценки дефокусировки за счет некогерентности пучка по скоростям.

Исследование воздействия сил светового давления лазерного излучения на движение свободных атомов привело к возникновению нового типа оптики — атомной оптики [1,2]. Особое внимание в атомной оптике уделяется возможности фокусировки атомов с пространственным расширением 1–10Å [3,4].

В настоящей работе в качестве фокусирующего поля предлагается использовать ближнее поле, образованное при дифракции лазерного излучения на малом по сравнению с длиной волны отверстия в тонком, идеально проводящем экране (рис.1). "Просачивание" поля через малое отверстие в экране создает пространственную неоднородность интенсивности. Возникающая за счет этой неоднородности градиентная сила при отрицательной расстройке частоты поля  $\omega$  относительно частоты атомного перехода  $\omega_0$  обладает фокусирующими свойствами для резонансных с полем атомов.

Распределение интенсивности ближнего поля при дифракции на малом отверстии может быть выражено в элементарных функциях [5]. На рис. 2 представлено распределение интенсивности поля на разных расстояниях от экрана.

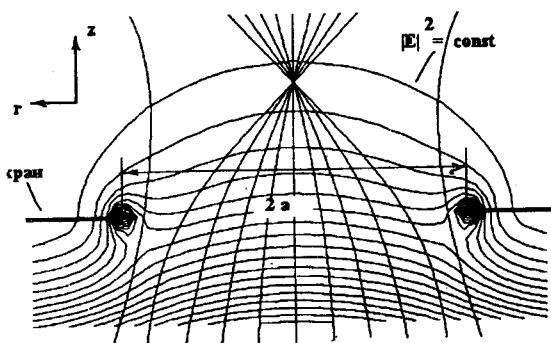
В параксиальном приближении точные формулы [5] сводятся к виду ( $\bar{z} = z/a$ ,  $\bar{r} = r/a$ ):

$$\langle E \rangle^2 = \left( \frac{kaE_{0m}}{3\pi} \right)^2 \{b(\bar{z}) - d(\bar{z})\bar{r}^2\}, \quad (1)$$

$$b(\bar{z}) = 2 \left[ 3(1 - \bar{z} \arctg(1/\bar{z})) + \frac{1}{1 + \bar{z}^2} \right]^2, \quad \bar{z} > 0,$$

$$b(\bar{z}) = b(-\bar{z}) + 2 \left( \frac{3\pi}{ka} \right)^2 \sin^2 ka\bar{z}, \quad \bar{z} < 0; \quad (2)$$

$$d(\bar{z}) = \frac{9\bar{z}^4 + 14\bar{z}^2 + 4}{(\bar{z}^2 + 1)^4} - \frac{12z(3\bar{z}^2 + 1)\arctg(1/\bar{z})}{(\bar{z}^2 + 1)^3}, \quad \bar{z} > 0,$$



траектории падающих атомов  
Рис.1

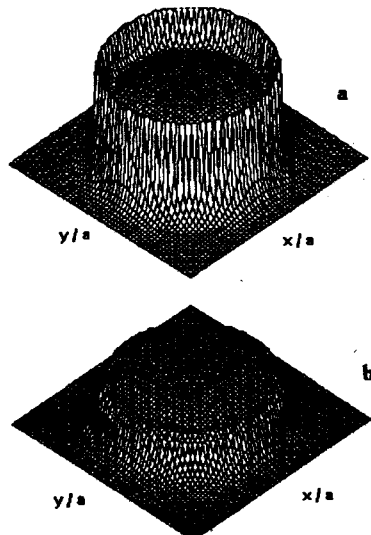


Рис.2

Рис.1. Схематическое изображение фокусировки атомного пучка ближним полем, образующимся при дифракции плоской световой волны на отверстии с диаметром  $2a \ll \lambda$ . Горизонтальные линии соответствуют изолиниям интенсивности поля, вертикальные линии – траекториям атомов

Рис.2. Распределение интенсивности поля в ближней зоне при дифракции световой волны на малом круглом отверстии в плоскости на расстоянии  $z = 0,05a$  (a) и  $z = 0,15a$  (b)

$$d(\bar{z}) = d(-\bar{z}) + 4 \left( \frac{3\pi}{ka} \right) \sin ka\bar{z} \left( \frac{1 - 3\bar{z}^2}{(\bar{z}^2 + 1)^3} \right), \quad \bar{z} < 0. \quad (3)$$

Потенциал градиентной силы в геометрии взаимодействия, изображенной на рис.1; описывается выражением [6]

$$U_g = \frac{\hbar\Omega}{2} \ln \left( 1 + \frac{\mu^2 E^2}{\hbar^2 |\gamma|^2} \right), \quad (4)$$

где  $\mu$  – дипольный момент рабочего перехода,  $\Omega = \omega - \omega_0$ ,  $\gamma = \Gamma/2 - i\Omega$ . Изолинии потенциала градиентной силы также показаны на рис.1.

Простой качественный анализ (1) и (4) показывает, что при положительной относительно частоты рабочего перехода расстройке происходит выталкивание атомов на периферию отверстия, то есть происходит дефокусировка атомов. В случае отрицательной расстройки потенциал градиентной силы имеет притягивающий характер и из рис.1,2 следует, что частицы концентрируются в окрестности оси отверстия. Количественный анализ фокусирующих свойств ближнего поля при произвольных параметрах поля и пучка частиц можно сделать путем прямого численного моделирования движения частиц в потенциале (4) с точными выражениями для распределения поля.

В случае нормального падения атомов на отверстие задача сводится к плоской. Для определения фокусирующих свойств рассматриваемого ближнего поля временная динамика траекторий частиц пучка несущественна и полная система плоских уравнений движения после исключения времени и использования закона сохранения энергии сводится к системе двух дифференциальных

уравнений первого порядка:

$$\frac{\partial x}{\partial z} = \frac{p}{q(x, z, p)}; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} q(x, z, p),$$

$$q = -\sqrt{(T_0 - U_g)2M - p^2}, \quad (5)$$

где  $T_0$  обозначает начальную кинетическую энергию, а  $p$  – радиальный импульс атома.

Добавляя теперь к (5) начальные условия, мы получаем корректную задачу Коши, решение которой находилось методом Рунге – Кутты 4-го порядка. Результаты моделирования показывают, что практически при любых параметрах задачи происходит глубокая фокусировка моноскоростного атомного пучка. Положение фокуса изменяется в самых широких пределах при изменении интенсивности и расстройки частоты лазерного излучения и начальной скорости атомов. Для иллюстрации на рис.3 показаны траектории движения пучка атомов гелия при скорости  $v_0 = 100$  м/с. Хорошо видно образование стандартной каустики типа сборки на расстоянии  $z_0 = 480a = 76\lambda$ . В увеличенном масштабе на рис.3b показана область фокуса.

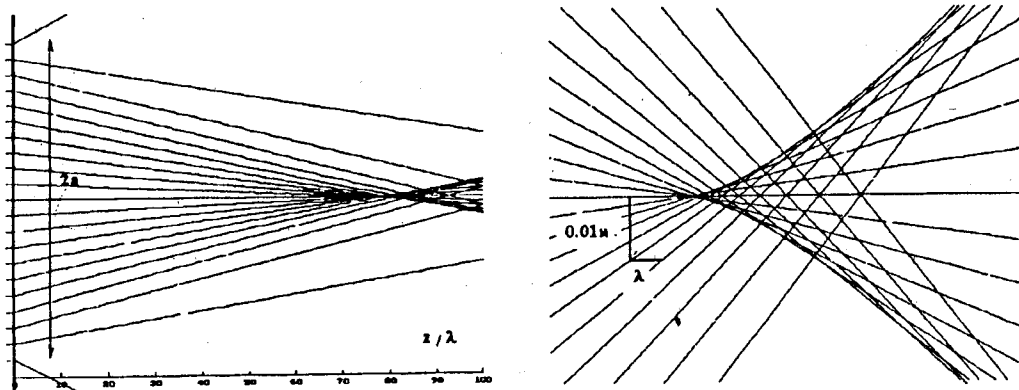


Рис.3. Фокусировка пучка атомов  $He^*$  со скоростью  $v_0 = 100$  м/с, взаимодействующего с полем на  $\lambda = 1,08$  мкм на переходе  $^3S_1 - ^3P_2$  при расстройке  $\Omega = -400$  Г и  $G = 10^6$ . Размер отверстия  $a = \lambda/2\pi$ . Внизу масштаб области фокуса увеличен в 40 раз

Для получения количественного аналитического описания траекторий частиц в окрестности точки фокусировки рассмотрим случай малости потенциала градиентной силы по сравнению с кинетической энергией пучка частиц. При  $4G \ll 1 + \kappa^2$  и

$$\frac{\eta}{2} \left( \frac{ka}{3\pi} \right)^2 \frac{G}{1 + \kappa^2} \ll 1, \quad ka \ll 1,$$

где  $G = I/I_s$  – параметр насыщения атомного перехода,  $\kappa = 2\Omega/\Gamma$ ,  $\eta = \hbar\Gamma/2T_0$  можно получить выражение для фокусного расстояния  $z_c$ :

$$\frac{z_c}{a} = -\frac{1}{23\pi\epsilon} = -\frac{4}{23\pi} \left( \frac{3\pi}{ka} \right)^2 \frac{1 + \kappa^2}{G\kappa} \frac{T_0}{\hbar\Gamma} \quad (6)$$

и найти выражение для каустической поверхности  $r_c(z)$ , имеющий вид полукубической параболы:

$$\frac{r_c}{a} = \frac{23ka}{18} \sqrt{\frac{46\pi|\epsilon|}{3}} \frac{(z - z_c)^{3/2}}{a^{3/2}}. \quad (7)$$

Немонохроматичность скоростей атомного пучка приводит к хроматической абберации и соответствующему увеличению размера фокального пятна. Вклад этого эффекта можно оценить с помощью выражения (7). Ширина фокального пятна определяется размерами каустики от частиц с наименьшей скоростью в точке, где фокусируются частицы с максимальной скоростью:

$$\frac{\delta r}{a} = \frac{2(ka)}{9\sqrt{3}\pi|\epsilon|} \left(\frac{\delta v}{v_0}\right)^{3/2}. \quad (8)$$

Точный расчет дает, что при разбросе начальных скоростей  $\delta v/v \approx 0,1$  и величине параметров, приведенных на рис.3,  $\delta r \approx 5 \cdot 10^{-2}a \approx 10^{-2}\lambda$ , то есть лежит в нанометровой области.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрен эффект глубокой фокусировки пучков нейтральных атомов ближним полем лазерного излучения. В рамках классической динамики показано, что ближнее поле такого рода приводит к фокусировке частиц падающего пучка при отрицательной расстройке частоты. В приближении малости рассеивающего потенциала найдены явные выражения для траектории частиц и каустической поверхности, приведены оценки дефокусировки за счет немонахроматичности пучка по скоростям.

Данная работа частично финансирована Аризонским Университетом, США.

- 
1. J.Mlynek, V.I.Balykin, and P.Meystre, Appl. Phys. Special Issue B54, N°5, "Optics and Interferometry with Atoms" (1992).
  2. В.И.Балыкин, В.С.Летохов, УФН 160, 141 (1990).
  3. В.И.Балыкин, В.С.Летохов, ЖЭТФ 94, 140 (1988); Optics Comm. 64, 151 (1987).
  4. G.Gallatin and P.J.Gould, J. Opt. Soc. Am. B8, 502 (1991); J.J.McClelland and M.P.Scheinfeind, J. Opt. Soc. Am. B8, 1974 (1991).
  5. В.В.Климов, В.С.Летохов, Optics Comm. (в печати).
  6. J.Gordon and A.Ashkin, Phys. Rev. A21, 1606 (1980).