

## ПЛЕНЕНИЕ АТОМОВ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В.В.Климов\*, В.С.Летохов*

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

*\*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 ноября 1994 г.

Рассмотрены конфигурации атомных ловушек нового типа, возникающие в ближнем поле лазерного излучения. Показано, что при отрицательной расстройке частоты  $\Omega$ , когда атомы втягиваются в область более сильного поля, возникает ловушка на оси системы перед отверстием (глубина ямы порядка  $\hbar\Omega/2$ ).

Управление движением нейтральных атомов с помощью лазерного излучения (их охлаждение с последующим удержанием, атомная оптика и т.д.) является одной из наиболее интересных областей атомной физики (см. обзоры [1-4], тематические выпуски журналов [5, 6], монографию [7], труды школ [8]). Несмотря на более чем четвертьвековую историю исследований в этой области, начатых работой [9], ситуация здесь далека от насыщения и содержит множество перспективных направлений. Особенно перспективной представляется проблема удержания ультрахолодных атомов (см. [10]).

В настоящее время известно несколько способов удержания достаточно охлажденных атомов различными конфигурациями лазерного излучения (см., например, [11-14]).

В настоящей работе предлагается новый тип атомной ловушки, который, возможно, будет обладать достоинствами уже известных ловушек, а также будет позволять удерживать атомы в заданных пространственных точках, причем расстояния между удерживаемыми атомами могут иметь любые значения, в том числе и меньшие длины волны. В качестве основной силы, удерживающей атом в такой ловушке, предлагается использовать градиентную силу, возникающую в ближнем поле лазерного излучения вблизи малого отверстия или системы отверстий в тонком, идеально проводящем экране. При этом мы ограничиваемся случаем нормального падения лазерного излучения на отверстие. Геометрия задачи показана на рис.1.

Предлагаемый способ удержания атомов полностью обусловлен характером пространственного распределения электрического поля. Аналитическое выражение для распределения среднего по времени квадрата электрического поля, возникающего при дифракции нормально падающей на малое по сравнению с длиной волны отверстие циркулярно поляризованной волны, получено в [15].

На рис.2 показано пространственное распределение поля при  $ka = 2$  ( $k$  – волновой вектор излучения,  $a$  – радиус отверстия) с использованием точных формул [15]. Из этого рисунка видно, что в окрестности отверстия на оси симметрии вблизи пучности стоячей волны, образованной падающей и отраженной волнами, возникает истинно трехмерный экстремум. Ниже будут представлены результаты исследования параметров этой потенциальной ямы.

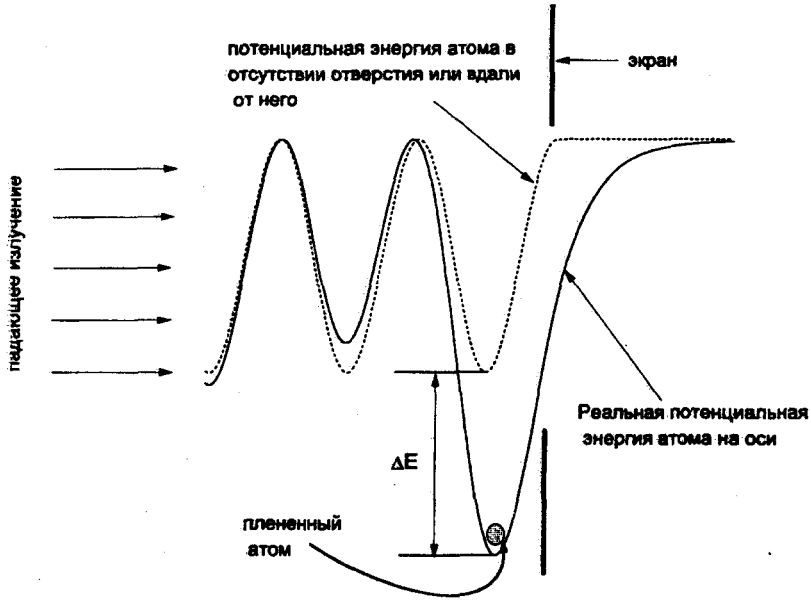


Рис.1. Геометрия задачи

Единственной силой, действующей на атом, при этом является градиентная сила, потенциал которой в данном случае описывается известным выражением [16]

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

Здесь  $\Omega = \omega - \omega_0$  - расстройка,  $\Gamma$  - полная ширина линии;  $\mu$  - дипольный момент перехода,  $\gamma^2 = \Omega^2 + (\Gamma/2)^2$ . Из этого выражения видно, что в случае отрицательной расстройки частоты  $\Omega$  перед экраном в месте локального максимума квадрата электрического поля возникает атомная ловушка. Для определения основных параметров этой ловушки, то есть положения ее минимума и глубины, достаточно ограничиться только значениями (1) на оси симметрии задачи, так из рис.2 видно, что при  $r < a$  всегда существует радиальная возвращающая сила.

На оси симметрии выражение для потенциала градиентной силы упрощается и с помощью формул [15] может быть представлено в виде

$$U_g = \frac{\hbar\Omega}{2} \ln \left( 1 + S \left( \sin(ka\bar{z}) - \frac{ka}{3\pi} A_0(\bar{z}) \right)^2 \right), \quad \bar{z} < 0, \quad (2)$$

$$U_g = \frac{\hbar\Omega}{2} \ln \left( 1 + S \left( \frac{ka}{3\pi} \right)^2 A_0(\bar{z})^2 \right), \quad \bar{z} > 0, \quad (3)$$

$$A_0 = 3(1 - \bar{z} \operatorname{arctg}(1/\bar{z})) + \frac{1}{1 + \bar{z}^2},$$

где

$$\bar{z} = z/a, \quad S = 4G/(1 + \Delta^2), \quad G = I/I_g, \quad \Delta = 2\Omega/\Gamma.$$

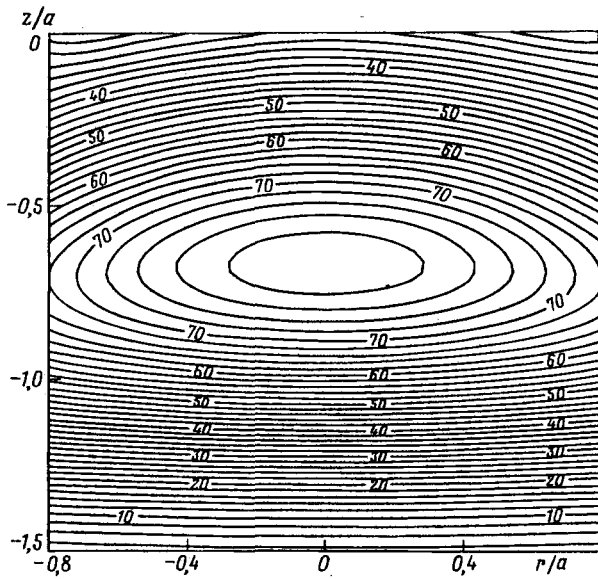


Рис.2. Изолинии пространственного распределения среднего квадрата электрического поля нормально падающей на отверстие циркулярно поляризованной волны с амплитудой  $E_0$  ( $ka = 2$ ,  $E_0 = 3\pi/2$  СГС единиц)

Из этих выражений легко найти, что положение дна потенциальной ямы  $\bar{z}^*(ka)$  неявно определяется уравнением

$$\frac{d}{d\bar{z}} A_0(\bar{z}^*) = 3\pi \cos(ka\bar{z}^*), \quad (4)$$

решение которого в случае малых  $ka$  легко находится в виде степенного ряда:

$$\bar{z}^* = -\frac{\pi}{2ka} + \frac{32}{3\pi} \left(\frac{ka}{\pi}\right)^3 + \dots \quad (5)$$

На рис.3 показана зависимость положения дна ямы в соответствии с точным решением (4), откуда видно, что в достаточно широком диапазоне размеров отверстий (при фиксированной длине волны излучения) яма расположена в непосредственной близости от отверстия, вблизи пучности стоячей волны, образованной падающей и отраженной волнами.

Для нахождения глубины образующейся потенциальной ямы прежде всего заметим, что при увеличении энергии атома в ловушке сначала происходит делокализации в радиальном направлении (вдоль ближайшей к отверстию пучности стоячей волны) и только при гораздо больших энергиях происходит делокализация в направлении оси  $z$  (см. рис.1). В силу этого, глубина потенциальной ямы определяется разностью потенциала градиентной силы в пучности стоячей волны и потенциала градиентной силы на дне ямы:

$$\Delta E = \frac{\hbar\Omega}{2} \ln \left( \frac{1+S}{1+Sg(ka)} \right), \quad (6)$$

где функция определяется выражением

$$g(ka) = (\sin(ka\bar{z}^*) - \frac{ka}{3\pi} A_0(\bar{z}^*))^2 \quad (7)$$

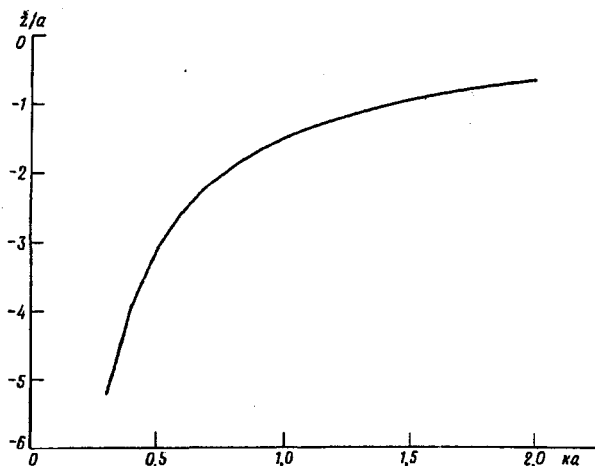


Рис.3. График зависимости положения дна 3D потенциальной ямы в зависимости от параметра  $ka$

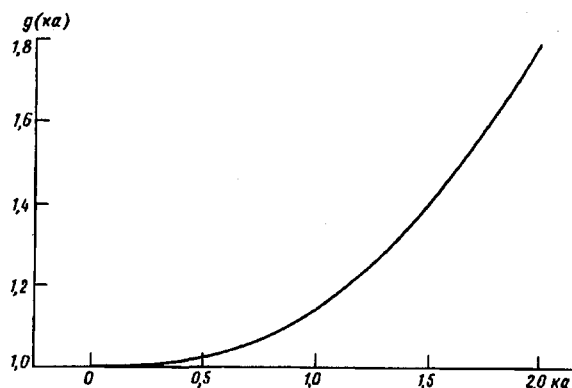


Рис.4. График функции  $g(ka)$ , входящей в выражение (8) для глубины 3D ловушки

и показана на рис.4.

В случае достаточно больших интенсивностей излучения ( $S \gg 1$ ) выражение для глубины потенциальной ямы упрощается:

$$\Delta E = -\frac{\hbar\Omega}{2} \ln(g(ka)), \quad (8)$$

и с помощью рис.4 легко найти, что рассматриваемая ловушка имеет глубину порядка  $\hbar\Omega/2$ .

Заметим, что хотя полученные выражения, казалось бы, позволяют путем увеличения диаметра отверстия еще увеличить глубину ямы, на самом деле полученные результаты справедливы лишь при  $ka < 2$ , так как при больших значениях  $ka$  отверстие перестает быть малым и следует использовать точную теорию дифракции на круглом отверстии (см., например, [17]). При этом, конечно, может оказаться, что глубина потенциальной ямы претерпит некоторые изменения.

Предлагаемый способ пленения атомов представляет значительный интерес для исследования излучения атомных систем в нетрадиционных условиях. Так, возбуждая в ридберговское состояние атом, находящийся в ловушке, то есть в строго определенном положении относительно отверстия в экране, можно экспериментально исследовать влияние экрана с отверстием на скорость распада

возбужденного состояния. Более того, на основе системы отверстий в экране с периодом, меньшим длины волны, можно создать заданное распределение атомов в малом по сравнению с длиной волны объеме, что позволит исследовать в чистом виде их кооперативное взаимодействие при спонтанном излучении, то есть эффект Дике [18]. Кроме того, нельзя исключить возможности применения пространственных систем такого рода ловушек в интересах массового производства электронных и других устройств атомного масштаба.

- 
1. S.Stenholm, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 699 (1986).
  2. W.Phillips, P.L.Gould, and P.D.Lett, *Science* **239**, 878 (1991).
  3. S.Chu, *Science* **253**, 861 (1991).
  4. C.Cohen-Tannoudji, *Phys. Reports.* **219**, 153 (1992).
  5. S.Chu, C.Wieman, eds., *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2109 (1990).
  6. V.Balykin, J.Mlynek, P.Meystre et al., *Appl., Phys.* **B54**, N 5, (1992).
  7. В.Г.Миногин, В.С.Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*. М.: Наука, 1986.
  8. *Proc. of Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course CXVIII "Laser Manipulation of Atoms and Ions"* North-Holland, 1992.
  9. В.С.Летохов, *Письма в ЖЭТФ* **7**, 348 (1968).
  10. D.E.Pritchard, K.Helmerson and A.G.Martin, in *Atomic Physics 11*, eds. S.Haroche, J.G.Gay, and G.Grynberg (Singapore: World Scientific, 1989), p.179.
  11. S.Chu, J.E.Bjorkholm, A.Ashkin, and A.Cable, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986).
  12. E.L.Raab, M.Prentiss, A.Cable et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
  13. C.G.Aminoff, A.M.Steane, P.Boyer et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3083 (1993).
  14. O.Emile, F.Baurdou, C.Salomon et al., *Europhysics Lett.* **20**, 687 (1992).
  15. V.V.Klimov and V.S.Letokhov, *Optics Comm.* **106**, 151 (1994).
  16. J.P.Gordon and A.Ashkin, *Phys. Rev.* **A21**, 1606 (1980).
  17. Y.Nomura and S.Katsura, *J.Phys. Soc. Japan.* **10**, 285 (1955).
  18. R.H.Dicke, *Phys. Rev. A* **93**, 99 (1954).