

## НОВАЯ СИЛА ТРЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ СПОНТАННЫМ СВЕТОВЫМ ДАВЛЕНИЕМ

О.Н.Прудников<sup>1)</sup>, А.В.Тайченачев, А.М.Тумайкин, В.И.Юдин

Новосибирский государственный университет  
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 19 августа 1999 г.

Обнаружена новая сила трения, действующая на атом в поле двух встречных эллиптически поляризованных волн малой интенсивности. В отличие от известных сил трения, найденная сила не исчезает при нулевой отстройке поля от резонанса, а направление кинетического процесса (нагрев или охлаждение) определяется взаимной ориентацией и эллиптичностью векторов поляризации встречных волн.

PACS: 32.80.Pj, 42.50.Vk

1. Как хорошо известно, на атом, находящийся в резонансном световом поле, действуют силы, обусловленные вынужденным и спонтанным световым давлением [1,2]. Так, например, в области субдоплеровского лазерного охлаждения в неоднородно поляризованных полях малой интенсивности силу вынужденного светового давления принято связывать с градиентом эллиптичности (в поле  $lin \perp lin$ -конфигурации), а силу спонтанного светового давления – с градиентом ориентации эллипса поляризации поля (в поле  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации) [3]. При этом вынужденную силу можно рассматривать как следствие пространственной неоднородности оптических сдвигов магнитных подуровней, что приводит к сизифовскому механизму трения. Сила спонтанного светового давления также приводит к субдоплеровскому охлаждению, однако механизм трения здесь другой, а именно: движение атома вызывает оптическую ориентацию основного состояния, вследствие чего возникает дисбаланс сил спонтанного светового давления от встречных волн. Для всех известных механизмов лазерного охлаждения характерно то, что сила трения в световой волне является нечетной функцией отстройки и, следовательно, обращается в нуль в случае точного резонанса. Это справедливо как для простой модели двухуровневого атома, в которой совершенно не учитываются поляризационные аспекты взаимодействия [1,2], так и для атома с вырожденными энергетическими уровнями, движущегося в однородно поляризованном поле [4] и в неоднородно поляризованных полях известной конфигурации [3, 5]. При этом вопрос о существовании других механизмов трения и сил, по-иному зависящих от отстройки, в световых полях более общей конфигурации остается открытым.

В данной работе рассматривается одномерное движение атомов с оптическим переходом  $j_g = 1/2 \rightarrow j_e = 3/2$  в поле стоячей световой волны, в котором присутствуют все возможные градиенты (фазы, поляризации и интенсивности). Обнаружена новая сила трения, отличающаяся от ранее описанных в литературе. По своей природе эта сила является силой спонтанного светового давления, однако механизм трения подобно сизифовскому основан на эффекте запаздывания ориентации (разности

---

<sup>1)</sup> e-mail: llf@admin.nsu.ru

населенностей магнитных подуровней) основного состояния по отношению к вариациям оптических потенциалов. В отличие от известного сизифовского трения [3], в нашем случае существенную роль играет пространственная неоднородность эффекта запаздывания, то есть зависимость скорости релаксации ориентации атома от координаты. Замечательной особенностью является то, что обнаруженная сила трения является четной функцией отстройки, и в случае точного резонанса трение не исчезает. Заметим, что данное свойство хотя и является неожиданным, но не противоречит общим соотношениям симметрии относительно обращения времени [6]. При этом направление кинетического процесса (нагрев или охлаждение) зависит от конфигурации поля, то есть от эллиптичности и взаимной ориентации векторов поляризации встречных волн.

2. Рассмотрим одномерное (вдоль оси  $z$ ) движение атомов, имеющих полные угловые моменты  $j_g = 1/2$  в основном и  $j_e = 3/2$  в возбужденном состояниях в поле двух встречных волн одинаковой частоты и интенсивности, то есть световое поле в точке  $z$  можно записать в виде

$$\mathbf{E}(z) = E_0 \mathbf{e}(z) e^{-i\omega t} + \text{к.с.} \quad (1)$$

Здесь  $E_0$  – амплитуда каждой из встречных волн, а вектор  $\mathbf{e}(z) = a_+ \mathbf{e}_+ + a_- \mathbf{e}_-$  с циклическими компонентами  $a_+(z)$  и  $a_-(z)$  определяет локальный эллипс поляризации и фазу поля. Далее, для большей определенности, будем рассматривать случай, когда встречные волны имеют одинаковую степень эллиптичности, но противоположные направления вращения векторов поляризации, а главные полуоси эллипсов поляризаций образуют между собой угол  $\psi$  (рис.1). В этом случае имеем:

$$\begin{aligned} a_+ &= -\cos(\varepsilon - \pi/4) e^{ikz} - \cos(\varepsilon + \pi/4) e^{-i\psi} e^{-ikz}, \\ a_- &= \cos(\varepsilon + \pi/4) e^{ikz} + \cos(\varepsilon - \pi/4) e^{i\psi} e^{-ikz}. \end{aligned} \quad (2)$$

Параметр  $\varepsilon$  характеризует степень эллиптичности встречных волн ( $|\operatorname{tg}(\varepsilon)|$  равен отношению малой полуоси эллипса поляризации к большой). Без нарушения общности можно полагать  $-\pi/4 \leq \varepsilon \leq \pi/4$ , при этом  $\varepsilon = \pm\pi/4$  соответствует круговой поляризации волн,  $\varepsilon = 0$  – линейной. В дальнейшем для конфигурации поля рис.1. будем использовать обозначение  $\varepsilon$ -angle- $\bar{\varepsilon}$ . Отметим, что известные  $lin \perp lin$  ( $\varepsilon = 0$ ,  $\psi = \pi/2$ )- и  $\sigma_+ - \sigma_-$  ( $\varepsilon = \pi/4$ )-конфигурации являются частными случаями рассматриваемой конфигурации.

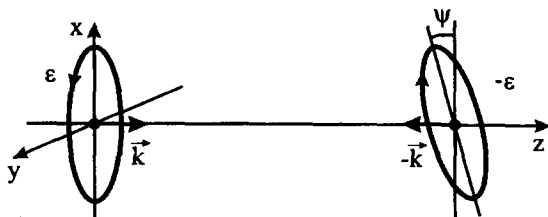


Рис.1. Пространственная конфигурация  $\varepsilon$ -angle- $\bar{\varepsilon}$ -поля, созданная двумя встречными волнами с противоположными эллиптическими поляризациями  $\varepsilon$  и  $-\varepsilon$ ,  $\psi$  – угол между главными полуосями эллипсов поляризации встречных волн

В резонансном приближении оператор взаимодействия атома с полем (1) записывается в виде  $\hat{H}_{af} = \hat{V} + \hat{V}^\dagger$ , где

$$\hat{V}(z) = \hbar\Omega \left[ a_- \left( \frac{1}{2} |j_e, -3/2\rangle \langle j_g, -1/2| + \frac{\sqrt{3}}{6} |j_e, -1/2\rangle \langle j_g, 1/2| \right) + \right.$$

$$+ a_+ \left( \frac{1}{2} |j_e, 3/2\rangle \langle j_g, 1/2| + \frac{\sqrt{3}}{6} |j_e, 1/2\rangle \langle j_g, -1/2| \right). \quad (3)$$

Здесь  $\Omega = -dE_0/\hbar$  – частота Раби,  $d$  – приведенный дипольный момент.

Сила, действующая на атом, выражается, по определению, через пространственный градиент оператора взаимодействия  $\hat{H}_{af}$ :

$$f = \left\langle -d\hat{H}_{af}/dz \right\rangle, \quad (4)$$

где  $\langle \dots \rangle$  означает квантово-механическое усреднение по внутренним степеням свободы. В настоящей работе мы будем рассматривать поля малой интенсивности, такие, что параметр насыщения

$$S = |\Omega|^2/(\gamma^2/4 + \delta^2) \ll 1, \quad (5)$$

где  $\gamma$  – скорость спонтанной релаксации возбужденного состояния,  $\delta = (\omega - \omega_0)$  – отстройка от частоты атомного перехода  $\omega_0$ . Кроме того, ограничимся рассмотрением медленных атомов, когда за время спонтанного распада  $\gamma^{-1}$  атом, движущийся со скоростью  $v$ , смещается на расстояние, малое по сравнению с длиной волны:

$$kv \ll \gamma. \quad (6)$$

При выполнении условий (5) и (6) можно адиабатически исключить оптические когерентности (см., например, [3]), а силу (4) для любых переходов  $j_g \rightarrow j_e$  выразить через вигнеровскую матрицу плотности основного состояния  $\hat{\rho}^{gg}$ :

$$f = -\frac{\delta}{\hbar(\delta^2 + \gamma^2/4)} \text{Tr} \left\{ \left( \frac{\partial}{\partial z} \hat{V}^\dagger \right) \hat{V} \hat{\rho}^{gg} + \hat{V}^\dagger \left( \frac{\partial}{\partial z} \hat{V} \right) \hat{\rho}^{gg} \right\} + \frac{i\gamma/2}{\hbar(\delta^2 + \gamma^2/4)} \text{Tr} \left\{ \left( \frac{\partial}{\partial z} \hat{V}^\dagger \right) \hat{V} \hat{\rho}^{gg} - \hat{V}^\dagger \left( \frac{\partial}{\partial z} \hat{V} \right) \hat{\rho}^{gg} \right\}. \quad (7)$$

Первое слагаемое (пропорциональное  $\delta$ ) по своей природе является силой вынужденного светового давления, а второе (пропорциональное  $\gamma$ ) – силой спонтанного светового давления. Поскольку обнаруженный нами механизм трения связан с силой спонтанного светового давления, то в данной работе будем анализировать второе слагаемое, которое для перехода  $j_g = 1/2 \rightarrow j_e = 3/2$  в поле  $\epsilon$ -angle- $\bar{E}$ -конфигурации имеет вид

$$f_{sp} = F_+ \rho_+ + F_- \rho_- = \frac{\hbar k \gamma S}{6} \sin(2\epsilon) \Pi, \quad (8)$$

где  $F_+ = -F_- = \gamma S \sin(2\epsilon)/6$  – парциальные силы спонтанного светового давления, действующие на атом, находящийся в основном состоянии с проекцией углового момента  $m = 1/2$  или  $m = -1/2$ , соответственно;  $\Pi = (\rho_+ - \rho_-)$  – разность населенностей этих состояний или оптическая ориентация атома. Физический смысл выражения (8) ясен: сила  $f_{sp}$  является результатом усреднения двух сил  $F_+$  и  $F_-$ , которые имеют противоположные знаки и действуют на атом с соответствующими вероятностными весами  $\rho_+$  и  $\rho_-$ .

Стационарная разность населенностей в пределе (5) удовлетворяет уравнению [5]

$$v \frac{\partial \Pi}{\partial z} = (R_+ - R_-) - (R_+ + R_-) \Pi, \quad (9)$$

где  $R_{\pm} = |a_{\pm}|^2 \gamma S / 18$ . Величина  $R = R_+ + R_-$  характеризует скорость, с которой релаксирует  $\Pi$ . Для  $\varepsilon$ -angle- $\bar{\varepsilon}$ -конфигурации имеем:

$$R = \gamma S (1 + \cos(2\varepsilon) \cos(\psi) \cos(2kz)) / 9. \quad (10)$$

В общем случае, когда  $\varepsilon \neq \pm\pi/4$ ,  $\psi \neq \pm\pi/2$ , скорость релаксации  $R$  зависит от координаты  $z$ .

3. Силу (8), действующую на движущийся со скоростью  $v$  атом, при условии медленности (6) можно найти, используя точное решение уравнения (9). Для наглядности ограничимся рассмотрением силы трения в первом порядке по скорости, то есть будем считать выполнение более сильного условия

$$kv \ll \gamma S,$$

которое означает, что ориентация движущегося атома адиабатически следит за изменением поля. В этом приближении

$$\Pi(z, v) \approx \Pi^{(0)}(z) - vR^{-1} \frac{\partial}{\partial z} \Pi^{(0)}(z) \approx \Pi^{(0)}(z - vR^{-1}), \quad (11)$$

где  $\Pi^{(0)}(z) = (R_+ - R_-) / R$  — стационарная ориентация покоящегося атома. Подставляя выражение (11) в (8), получим силу вплоть до первого порядка по скорости:

$$f_{sp}(z, v) = f_{sp}^{(0)}(z) + \xi(z)v. \quad (12)$$

Первый член является градиентной силой спонтанного светового давления

$$f_{sp}^{(0)} = -\frac{\hbar k \gamma S}{12} \frac{\sin(4\varepsilon) \sin(\psi) \sin(2kz)}{(1 + \cos(2\varepsilon) \cos(\psi) \cos(2kz))}. \quad (13)$$

Наличие этой силы связано с тем, что в световом поле с градиентом поляризации в результате процессов оптической накачки возникает пространственно неоднородная ориентация атома, которая приводит к дисбалансу сил спонтанного светового давления от встречных волн. Таким образом, кроме хорошо известного оптического потенциала, связанного с силами вынужденного светового давления, возникает оптический потенциал, обусловленный силами спонтанного светового давления. Глубина этого потенциала зависит от параметра эллиптичности  $\varepsilon$  и угла взаимной ориентации  $\psi$  встречных волн.

Второе слагаемое в (12), пропорциональное скорости, является силой трения, где

$$\xi(z) = \frac{3\hbar k^2 \sin(4\varepsilon) \sin(\psi) (\cos(2kz) + \cos(2\varepsilon) \cos(\psi))}{2 (1 + \cos(2\varepsilon) \cos(\psi) \cos(2kz))^3} \quad (14)$$

— коэффициент трения.

Нетрудно показать, что средняя по периоду поля ориентация покоящегося атома  $\Pi^{(0)}$  равна нулю и, следовательно, усредненная по периоду поля градиентная сила исчезает. При этом средний коэффициент трения определяется выражением

$$\bar{\xi} = -\frac{3\hbar k^2 \sin(4\varepsilon) \cos(2\varepsilon) \sin(2\psi)}{8 (1 - \cos^2(2\varepsilon) \cos^2(\psi))^{3/2}}, \quad (15)$$

из которого видно, что существует трение в нулевом порядке по  $S$ , то есть имеется возможность субдоплеровского охлаждения [3]. Кроме того, что более удивительно, коэффициент трения не зависит от отстройки поля  $\delta$ , а его знак и, следовательно, направление кинетического процесса определяются конфигурацией поля (знаком произведения  $\sin(2\varepsilon) \sin(2\psi)$ ).

Зависимость силы (12) от скорости обусловлена эффектом запаздывания, связанного с тем, что релаксация ориентации  $\Pi$  происходит за конечное время  $R^{-1}$  (9). Тогда, как видно из (11), для атома, движущегося с малой скоростью  $v$ , ориентация атома  $\Pi(z, v)$  в точке  $z$  примерно равна стационарной ориентации  $\Pi^{(0)}(z - vR^{-1})$  в точке, сдвинутой на величину  $vR^{-1}$ . Как показано в [3], эффект запаздывания при движении атома в двух различных потенциалах  $U_+(z)$  и  $U_-(z)$  приводит к сизифовскому механизму трения.

Специфика нашего случая заключается в том, что силы  $F_+$  и  $F_-$  (см. (8)) не зависят от координаты  $z$  и, следовательно, пространственно однородный эффект запаздывания к трению не приводит. Действительно, когда  $R$  не зависит от координаты ( $\varepsilon = \pm\pi/4$  или  $\psi = \pm\pi/2$ ), то разность населенности движущегося атома определяется пространственно однородным сдвигом  $\Pi^{(0)}(z - vR^{-1})$  функции  $\Pi^{(0)}(z)$  и поэтому в среднем по периоду поля равна нулю. Таким образом, основной причиной трения в нашем случае является именно неоднородность эффекта запаздывания (пространственная зависимость  $R(z)$  (10)). При этом ориентация движущегося атома не просто сдвигается, но и деформируется (рис.2а), приобретая в среднем ненулевое значение, и, следовательно, атом подвергается неравновесному воздействию сил  $F_+$  и  $F_-$ . Качественно этот механизм изображен на рис.2б, где показано, что движущийся атом преимущественно находится под действием одного из потенциалов  $U_+$  или  $U_-$ .

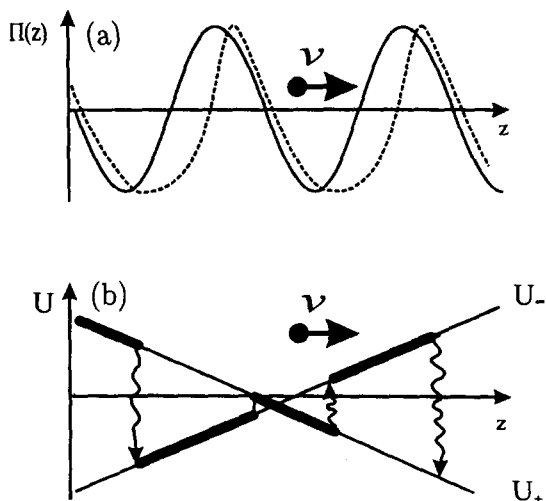


Рис.2. Сизифовский механизм трения для сил спонтанного светового давления: а) Ориентация атома  $\Pi(z, v)$ : сплошная линия – ориентация покоящегося атома, пунктир – ориентация движущегося атома; б) Потенциалы  $U_+$  и  $U_-$ , соответствующие силам  $F_+$  и  $F_-$ . Жирной линией со стрелками отмечена наиболее вероятная траектория атома

4. В заключение отметим, что наличие в силе трения вклада, не зависящего от отстройки поля, не противоречит общему соотношению симметрии относительно инверсии времени. Применяя операцию обращения времени в уравнениях для матрицы плотности, можно получить для средней (по пространственному периоду)

силы следующее соотношение [6]:

$$\overline{f(v, \delta, \{e(z)\})} = \overline{f(-v, -\delta, \hat{T}\{e(z)\})}. \quad (16)$$

Здесь  $\{e(z)\}$  – пространственная конфигурация поля, а  $\hat{T}\{e(z)\}$  – инвертированная по времени конфигурация. Как видно из (16), если конфигурация инвертированного по времени поля  $\hat{T}\{e(z)\}$  эквивалентна исходной  $\{e(z)\}$ , то линейная по скорости часть средней силы (трение) является нечетной функцией от  $\delta$ . Эквивалентность здесь означает, что  $\hat{T}\{e(z)\}$  можно свести к  $\{e(z)\}$  любыми пространственными преобразованиями, оставляющими неизменным гамильтониан атома (сдвиг, инверсия, поворот вокруг оси  $z$ ). Если же конфигурации полей  $\{e(z)\}$  и  $\hat{T}\{e(z)\}$  неэквивалентны, то соотношение симметрии (16) не запрещает коэффициенту трения иметь вклад, четный по отстройке, и, в частности, не зависящий от нее.

Непосредственно анализируя  $\varepsilon$ -angle- $\bar{\varepsilon}$  поле, можно убедиться, что в общем случае эта конфигурация при операции временной инверсии становится неэквивалентной к исходной. Поэтому тот факт, что обнаруженная нами сила трения ранее не исследовалась, объясняется, по-видимому, тем, что обычно рассматривались весьма частные варианты полевых конфигураций, для которых коэффициент трения является нечетным по отстройке даже из анализа соотношения симметрии (16). Действительно, при  $\varepsilon = 0, \pm\pi/4$  (см., например, [3,5]) после операции инверсии времени поле остается эквивалентно исходному [6].

Отметим, что  $\varepsilon$ -angle- $\bar{\varepsilon}$ -конфигурация поля не единственный случай возникновения подобной силы трения. При рассмотрении общей одномерной конфигурации, когда встречные волны имеют произвольные эллиптичности  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , нами найдено, что сила трения при нулевой отстройке не исчезает в случаях, когда одновременно выполняется  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_{1,2} \neq \pm\pi/4$ ,  $\psi \neq 0, \pm\pi/2$ .

Кроме того, нами исследовался переход  $j_g = 1/2 \rightarrow j_e = 1/2$ , и было обнаружено, что новая сила трения, обусловленная спонтанным световым давлением, также существует. При этом коэффициент трения совпадает с выражением (14), взятым с противоположным знаком.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант #98-02-17794).

- 
1. В.Г.Миногин, В.С.Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, М.: Наука, 1986.
  2. А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, В.П.Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, М.: Наука, 1991.
  3. J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **6**, 2023 (1989).
  4. О.Н.Прудников, А.В.Тайченачев, А.М.Тумайкин, В.И.Юдин, *ЖЭТФ* **115**, 791 (1999).
  5. V.Finkelstein, P.R.Berman, and J.Guo, *Phys. Rev.* **A45**, 1829 (1992).
  6. G.Nienhuis, P. van der Straten, and S-Q.Shang, *Phys. Rev.* **A44**, 462 (1991).