

MECHANICAL ACTION OF LASER RADIATION ON ATOMS

A. M. SHALAGIN

Fundamental aspects of laser influence on free atom motion is presented. This action is based on spontaneous and stimulated radiation pressure. Special attention is paid to the processes of cooling and spatial localization of atoms.

Изложены основы физики воздействия лазерного излучения на движение свободных атомов, главным образом спонтанное и вынужденное световое давление. Особое внимание уделено процессам охлаждения и пространственной локализации атомов газа.

МЕХАНИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АТОМЫ

А. М. ШАЛАГИН

Новосибирский государственный университет

ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях воздействия излучения на микрочастицы вещества прежде всего обращают внимание на электромагнитный характер воздействия, приводящий, в частности, и к передаче энергии излучения во внутренние степени свободы микрочастиц. Помимо этого существует, однако, и прямое механическое воздействие, которое обычно считается слабым, но в определенных условиях и оно способно проявиться довольно ярко.

В начале века известный российский ученый П.Н. Лебедев доказал, что излучение не только обладает энергией, но и несет с собой импульс, который оно способно передавать веществу (эффект светового давления). П.Н. Лебедев прекрасно продемонстрировал этот факт в уникальных экспериментах на примере оптического излучения.

С тех пор как была открыта квантовая природа излучения, стало ясно, что квант излучения (фотон) обладает энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\mathbf{k}$, где ω — частота (круговая) излучения, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $\hbar$ — постоянная Планка. Величина волнового вектора связана с длиной волны излучения λ соотношением $k = 2\pi/\lambda$. При поглощении фотона частицей вещества последней передается импульс $\hbar\mathbf{k}$. В случае оптической или более длинноволновой области спектра величина импульса фотона очень мала по сравнению с характерным значением импульса, которым обычно обладает частица вещества, хотя бы вследствие ее теплового движения. Например, если в качестве частицы вещества выступает атом массы M со скоростью теплового движения $v_T = \sqrt{2k_B T/M}$ (k_B — постоянная Больцмана, T — температура), то отношение импульса фотона к импульсу такого атома есть

$$\frac{\hbar k}{M v_T} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda \sqrt{2k_B T/M}}. \quad (1)$$

Даже в случае атома водорода при комнатной температуре оптический квант ($\lambda \approx 0,5$ мкм) при поглощении чрезвычайно слабо меняет состояние его движения: отношение (1) составляет $\approx 3 \cdot 10^{-4}$. Разумеется, чем тяжелее атом (молекула), тем слабее это влияние. Тем не менее эффект может накапливаться, если частица вещества испытывает многократные акты поглощения направленного излучения. В

обычных условиях, однако, приобретенный частицей импульс через определенное время теряется за счет взаимодействия ее с окружением и эффект остается слабым, если не использовать специальные источники излучения. Источники излучения, существовавшие в прежние времена (в долазерную эпоху), не могли обеспечить яркого проявления эффекта, а для его наблюдения требовалось высокое экспериментальное искусство. Существуют, правда, специфические условия, реализуемые в космических просторах в окрестностях звезд. Здесь атомы и молекулы вещества могут находиться в свободном состоянии (без столкновений друг с другом) исключительно долгое время, да и само излучение здесь достаточно интенсивное. В ряде случаев интенсивность излучения звезды достаточно высока для того, чтобы сила светового давления преодолела силу гравитационного притяжения. Тогда происходит накопление частицей импульса, направленного от звезды, и она с ускорением покидает окрестность звезды. Это хорошо известный и часто наблюдаемый эффект звездного ветра.

С появлением лазеров резко расширился круг возможностей воздействия излучения на вещество, в том числе и механического действия на микрочастицы. К настоящему времени в этом направлении достигнуты впечатляющие результаты, отмеченные Нобелевской премией 1997 года (лауреатами стали американцы Чу (Steven Chu) и Филлипс (William D. Phillips) и француз Коэн-Таннуджи (Claude Cohen-Tannoudji)).

СПОНТАННОЕ СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ. УСКОРЕНИЕ И ТОРМОЖЕНИЕ АТОМОВ

Резко усилить эффект светового давления позволило одно из уникальных свойств лазерного излучения — возможность сосредоточивать его энергию в узкой спектральной области и настроить эту область в резонанс с квантовым переходом внутри атома (резонансное световое давление). Величина этой энергии на несколько порядков выше той, которая могла быть достигнута с помощью резонансных спектральных источников, использованных в экспериментах П.Н. Лебедева и более поздних экспериментах С.Э. Фриша. Чтобы эффект светового давления мог накапливаться, используют камеры с высоким вакуумом. Атомы исследуемого элемента либо находятся в малом количестве в этих камерах в обычных (равновесных) условиях, либо поставляются туда (инжектируются) в виде атомного пучка при постоянно действующей вакуумной откачке. В любом случае обеспечиваются условия, при которых атом может пролететь расстояние порядка метра с тепловой скоростью без столкновений с другими атомами. Частота излучения настраивается в резонанс с квантовым переходом атома из основного энергетического состояния (обозначим это состояние индексом 0) в первое возбужденное состоя-

ние (ему припишем индекс 1). Все остальные внутренние состояния (уровни энергии) атома не принимают участия в процессе. На такой простой (двухурневой) модели атома вполне можно уяснить главные черты явления.

Рассмотрим прежде всего случай бегущей монохроматической волны излучения. Примем следующие начальные условия: атом находится в основном состоянии, а частота излучения ω близка (в системе координат, связанной с атомом) к частоте ω_{10} квантового перехода в атоме. Механическое действие излучения на атом в данной ситуации развивается по следующему сценарию. Атом поглощает квант излучения и как следствие воспринимает квант импульса $\hbar \mathbf{k}$. При этом атом оказывается в возбужденном состоянии 1. Акт поглощения фотона происходит тем быстрее, чем выше интенсивность излучения. Дальнейшая судьба атома реализуется альтернативно по одному из двух путей (рис. 1): атом испускает либо точно такой же фотон, что и поглощенный ранее, то есть с теми же энергией и импульсом (случай *a* на рис. 1), либо фотон с той же энергией, но равновероятно во всех направлениях (случай *b* на рис. 1). Первый вариант соответствует процессу вынужденного испускания (этот процесс был теоретически описан А. Эйнштейном и играет определяющую роль в работе всех лазеров), вероятность его тем выше, чем выше интенсивность вынуждающего его внешнего излучения. Во втором случае происходит процесс самопроизвольного (спонтанного) испускания, вероятность которого никак не зависит от интенсивности внешнего излучения (в частности, поэтому равновероятны все направления спонтанно испущенных фотонов). После испускания фотона (как спонтанно, так и индуцированно) атом опять оказывается в основном энергетическом состоянии. На этом завершается единый цикл, который затем будет повторяться снова и снова.

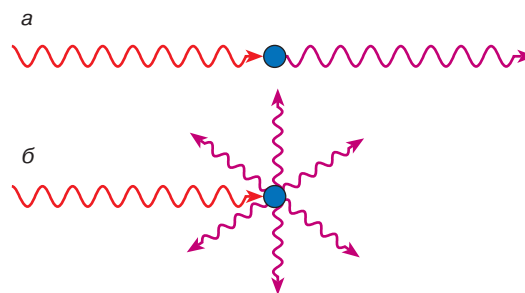


Рис. 1. Иллюстрация к процессам вынужденного (а) и спонтанного (б) испускания. Во втором случае иллюстрацию надо понимать не как испускание многих мелких фотонов, а как испускание одного, но равновероятно во всех направлениях

Отметим принципиальное отличие процессов вынужденного и спонтанного испускания фотона с точки зрения передачи импульса со стороны излучения атому. Если цикл реализовался по каналу поглощение — вынужденное испускание, то импульс атома целиком восстановился, поскольку как перед началом, так и в конце цикла имеем в наличии фотон с одним и тем же импульсом $\hbar\mathbf{k}$. Таким образом, за счет процесса вынужденного испускания атом не получает систематического приращения импульса. Максимум, что может передать излучение атому в данном случае, — это импульс $\hbar\mathbf{k}$ в среднем по времени: при достаточно большой интенсивности излучения атом половину времени проводит в возбужденном состоянии, неся в себе при этом импульс фотона $\hbar\mathbf{k}$. Совсем иное дело, когда цикл завершается спонтанным испусканием. В этом случае из-за различия направлений поглощенного и испущенного фотонов в атоме остается ненулевой импульс. При многократном повторении такого типа циклов сумма импульсов отдачи со стороны спонтанно испущенных фотонов в силу изотропности этого процесса близка к нулю, тогда как принимаемый атомом импульс от поглощенных фотонов направленного излучения есть $N\hbar\mathbf{k}$, где N — число циклов. Это и есть итоговый импульс, который, как видим, способен накапливаться в атоме. Это накопление можно характеризовать средней силой $\mathbf{F}$, действующей со стороны излучения на атом. Используем соотношение $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$: сила есть импульс, передаваемый атому в единицу времени. Последний легко подсчитать, зная число актов спонтанного испускания в единицу времени. Оно есть $\varpi\gamma = \varpi/\tau$, где ϖ — вероятность атому находиться в возбужденном состоянии, γ — так называемая константа спонтанной релаксации, равная обратному времени жизни τ возбужденного состояния (это время жизни как раз и обуславливается спонтанным испусканием фотона). Таким образом,

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \hbar\mathbf{k}\varpi\gamma. \quad (2)$$

Итак, в бегущей волне излучения основная сила, действующая на атом, возникает благодаря изотропному спонтанному испусканию. Чтобы отличить от других видов сил (о них будет речь дальше), ее стали называть силой спонтанного светового давления, причем она генетически связана с той силой, которую измерял еще П.Н. Лебедев.

Оценим, насколько сильно может повлиять лазерное излучение на состояние движения атома. При относительно слабых интенсивностях излучения величина ϖ пропорциональна интенсивности. В поле интенсивного излучения происходит насыщение (величина ϖ перестает расти). Максимальное значение, которого в принципе может достигать величина ϖ , равно $1/2$. Оно реализуется в таких условиях, когда за время порядка τ атом много раз попеременно бывает то в основном, то в возбужден-

ном состоянии вследствие вынужденных переходов. Примечателен тот факт, что эти условия легко осуществить за счет фокусировки излучения с помощью даже плохонького (мощностью в несколько милливатт) лазера, если частота излучения настроена в резонанс с квантовым переходом в атоме. Существующие сейчас лазеры, используемые для подобного типа задач, способны обеспечивать существенно большую мощность в непрерывном режиме (несколько ватт и более).

Итак, максимально возможная сила спонтанного светового давления создает максимальное ускорение

$$a_{\max} = \frac{\hbar k\gamma}{2M}.$$

При таком ускорении атом приобретает скорость, сопоставимую со скоростью теплового движения v_T , за время

$$\Delta t = \frac{2Mv_T}{\hbar k\gamma} \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ с.}$$

В числовой оценке здесь использованы характерное для атомов значение $\gamma \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, масса атома $M = 25$ атомных единиц, $T = 300 \text{ К}$, $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$. Мы видим, что для разгона атома до значительных скоростей требуется небольшое (по обычным представлениям) время. При старте с нулевого значения скорости за это время атом переместится на расстояние

$$\Delta x = \frac{\Delta t v_T}{2} = \frac{2k_B T}{\hbar k\gamma} \approx 6 \text{ см.}$$

Примечательно, что Δx не зависит от массы атома, а его значение вполне устраивает с точки зрения эксперимента: экспериментальная установка может быть достаточно компактной.

Приведенные оценки свидетельствуют о том, что лазерное излучение способно эффективно ускорять или замедлять свободные атомы вещества. Здесь, однако, необходимо отметить существование подводного камня. Дело в том, что вероятность ϖ пребывания частицы в возбужденном состоянии не остается неизменной по мере изменения скорости атома. Если при какой-то скорости атома частота излучения находится в резонансе с частотой ω_{10} квантового перехода в атоме, то по мере изменения скорости резонансные условия нарушаются и излучение практически перестает взаимодействовать с атомом. Происходит это из-за эффекта Доплера. Излучение с частотой ω (в лабораторной системе координат) эффективно взаимодействует только с такими атомами, скорость которых близка к резонансному значению, определяемому условием

$$\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} = \omega_{10}.$$

Величину $\mathbf{k}\mathbf{v}$ называют доплеровским сдвигом частоты. Очевидно, что реально важна лишь проекция v_x скорости на направление волнового вектора $\mathbf{k}$. Резонансное значение v_x , таким образом, есть

$$v_x^{\text{рез}} = \frac{\Omega}{k}, \quad \Omega \equiv \omega - \omega_{10}, \quad (3)$$

где величину Ω называют отстройкой частоты излучения от резонансной (в лабораторной системе координат). Разумеется, существует некоторый интервал Δv_x в окрестности $v_x^{\text{рез}}$, в котором взаимодействие излучения с атомами сопоставимо с резонансным. Этот интервал задается величиной γ :

$$\Delta v_x = \frac{\gamma}{k}, \quad (4)$$

что связано с известным квантово-механическим принципом неопределенности энергии: конечность времени жизни возбужденного состояния атома приводит к неопределенности энергии этого состояния, уровень энергии имеет конечную ширину, равную $\hbar\gamma$. Как правило, $\Delta v_x \ll v_T$, так что при фиксированном значении ω изменение скорости за счет спонтанного светового давления довольно быстро выводит атом из резонанса с излучением. Эта неприятность, однако, может быть преодолена. Одна из возможностей — использование излучения с достаточно широким спектром. В данном случае при каждом значении скорости атома найдется спектральная компонента излучения, которая окажется в резонансе с атомным переходом. Очевидно, что при этом полная интенсивность излучения должна быть существенно выше, чем в случае монохроматического резонансного излучения, если мы хотим добиться максимального эффекта. Другая возможность — использовать монохроматическое излучение, но в процессе разгона (замедления) атома синхронно подстраивать частоту излучения в резонанс согласно условию (3). Поскольку в (3) реально входит разность частот $\omega - \omega_{10}$, то (в качестве варианта) можно менять не частоту излучения, а частоту атомного перехода ω_{10} , воздействуя на атомы дополнительно электрическим или магнитным полем. Фактически в многочисленных экспериментах по резонансному световому давлению реализовывалась каждая из перечисленных возможностей.

ОХЛАЖДЕНИЕ ГАЗА СПОНТАННЫМ СВЕТОВЫМ ДАВЛЕНИЕМ

В связи с эффектом резонансного светового давления в последние годы наибольшее развитие и впечатляющие успехи получило направление исследований, связанное с глубоким охлаждением и пространственной локализацией атомарного газа. Рассмотрим здесь принципиальные стороны соответствующих процессов. Начнем с процесса охлаждения газа спонтанным световым давлением.

В равновесии, как известно, атомы газа находятся в хаотическом тепловом движении. Вероятность иметь то или иное значение скорости (в единичном интервале скоростей) задается функцией распределения Максвелла. Например, если речь идет об од-

ной из проекций скорости (v_x), соответствующее распределение Максвелла есть

$$W(v_x) = (\sqrt{\pi}v_T)^{-1} \exp\left\{-\frac{v_x^2}{v_T^2}\right\}.$$

График функции $W(v_x)$ изображен на рис. 2 (кривая 1). Пусть теперь на такой газ действует резонансное излучение в виде бегущей (вдоль оси x) монохроматической волны. В соответствии со сказанным выше взаимодействуют с излучением только те, которые обладают скоростью вблизи резонансного значения (3) в интервале (4). После достаточно большого числа циклов поглощения с последующим спонтанным испусканием интервал резонансных скоростей Δv_x опустошается, так как скорость атомов изменяется вследствие светового давления. Атомы группируются в соседнем скоростном интервале, где взаимодействие с излучением практически отсутствует. Если $\Omega < 0$, то этот (соседний) интервал отвечает меньшему значению $|v_x|$. В итоге функция распределения атомов по скоростям $f(v_x)$ в окрестности $v_x^{\text{рез}}$ резко отличается от максвелловского распределения (рис. 2, кривая 2).

Если теперь достаточно медленно изменять Ω (в сторону $\Omega \rightarrow 0$), опустошенная область v_x будет увеличиваться, а с левого края от нее в окрестности $\Delta v_x \sim \gamma/k$ атомов будет становиться все больше и больше. Здесь можно провести аналогию со сгребанием снега бульдозером, только в нашем случае сгребание происходит в пространстве скоростей. Особо интересен случай, когда атомы имеют ненулевую среднюю скорость ($v_{x0} > v_T$; модель атомного пучка, рис. 3). Направим излучение навстречу такому пучку и начнем на него воздействовать, стартуя со значения $\Omega < -k(v_T + v_{x0})$ и медленно изменяя Ω вплоть до $\Omega = -\gamma$. В произвольный момент времени все атомы, имевшие до того скорость $v_x > \Omega/k$,

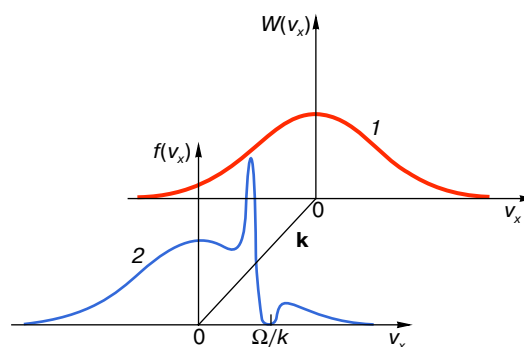


Рис. 2. Распределение атомов по скоростям v_x до взаимодействия с излучением (случай 1, равновесное максвелловское распределение $W(v_x)$) и после (случай 2). Отстройка частоты Ω фиксирована

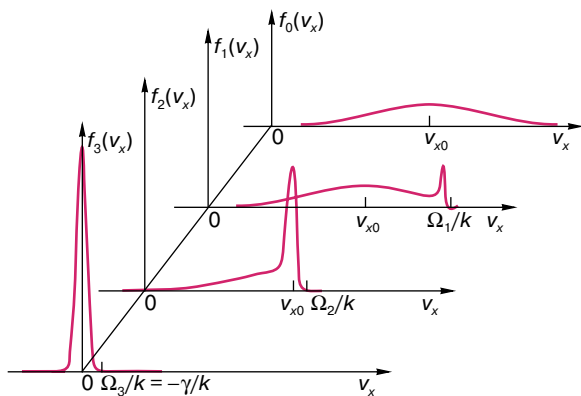


Рис. 3. Иллюстрация к процессу торможения и охлаждения атомного пучка. Показаны виды распределения атомов по скоростям в последующие моменты времени

сосредотачиваются в узком ($\sim \gamma/k$) скоростном интервале слева от интервала резонансных скоростей. После того как Ω примет значение $\Omega = -\gamma$, прекратим ее изменение. Это будет означать (рис. 3), что, во-первых, атомный пучок остановлен и, во-вторых, распределение атомов по скоростям v_x стало существенно уже исходного — произошло эффективное охлаждение по одному из направлений движения.

Возникает естественный вопрос: можно ли похожим способом охладить обычный газ атомов и можно ли это сделать для всех трех направлений движения? Ответ на оба вопроса положителен. Действительно, рассмотрим равновесный газ атомов с максвелловским распределением по скоростям, а излучение возьмем в виде стоячей волны со стартовым значением $\Omega < -k v_T$. Как известно, стоячая волна является суперпозицией двух встречных бегущих волн. Для каждой из них существуют свои значения резонансных скоростей ($v_x = \Omega/k$ и $v_x = -\Omega/k$; рис. 4), то есть бегущие компоненты волны независимо друг от друга взаимодействуют с разными группами атомов. Так как мы установили $\Omega < 0$, то импульсы, передаваемые каждой из волн “своим” атомам, приводят к уменьшению абсолютного значения проекции v_x их скорости, то есть к торможению. Далее мы можем произвести такую же манипуляцию, что и выше. Будем медленно уменьшать $|\Omega|$ вплоть до $\Omega = 0$ (рис. 4), опустошая скоростные интервалы $|v_x| > |\Omega|/k$. При $\Omega = 0$ все атомы сосредоточатся в окрестности $v_x = 0$ в интервале $\Delta v_x \sim \gamma/k$ — произойдет эффективное охлаждение по компонентам скорости v_x . Степень охлаждения легко оценить, учитывая связь $T = M v_T^2 / 2 k_B$ и вводя эффективную температуру

$$T_{\text{эфф}} = \frac{M(\Delta v_x)^2}{2k_B} \sim \frac{M\gamma^2}{k^2 k_B}.$$

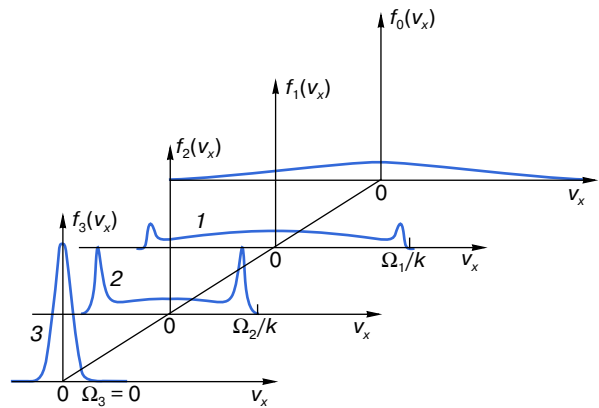


Рис. 4. Одномерное охлаждение газа атомов. Показано последовательное изменение распределения по скоростям с течением времени

Таким образом,

$$\frac{T_{\text{эфф}}}{T} \sim \left(\frac{\gamma}{k v_T} \right)^2.$$

Для характерных значений $\gamma \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\lambda \approx 0,5 \text{ мкм}$, $v_T \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ имеем

$$\frac{T_{\text{эфф}}}{T} \sim 10^{-4}.$$

Как видим, это довольно-таки глубокое охлаждение.

Представляется достаточно очевидным и способ трехмерного, то есть полного, охлаждения газа атомов. Для этого необходимо взять три ортогонально пересекающихся стоячих световых волны от одного источника и осуществить перестройку Ω так, как описано выше. При этом в области пересечения волн произойдет полное охлаждение газа атомов.

Представленное здесь описание процессов торможения и охлаждения, конечно, сильно идеализировано. При экспериментальной реализации исследователям пришлось столкнуться с препятствиями, связанными и с более тонкой внутренней структурой атомов, и с выбором правильных и выполнимых экспериментальных условий. Тем не менее все эти препятствия были преодолены, и эффекты, главные черты которых обсуждены выше, надежно зарегистрированы.

ВЫНУЖДЕННОЕ СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ. ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМОВ

Мы показали, что спонтанным световым давлением можно сильно охладить газ атомов в области пересечения световых волн. Однако, если не принимать специальных усилий, они покинут эту область в процессе свободного движения. Представляет интерес каким-то образом задержать их здесь,

то есть речь идет об охлаждении и пространственной локализации холодных атомов. Мы обсудим, как это сделать с помощью того же излучения.

Как оказывается, спонтанное световое давление не единственная сила, действующая со стороны излучения на атомы. С ростом интенсивности излучения становятся существенными новые виды сил. Обсудим их.

Известно, что потенциальная энергия U электрического диполя $\mathbf{d}$ (пары связанных разноименных одинаковых по величине зарядов, отстоящих друг от друга на расстоянии a), помещенного в электрическое поле $\mathbf{E}$, есть

$$U = -\mathbf{d}\mathbf{E}, \quad \mathbf{d} = qan, \quad (5)$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении от отрицательного заряда к положительному. К тому же мы знаем, что если потенциальная энергия для какого-то тела зависит от координат, то на него действует сила

$$\mathbf{F} = -\nabla U, \quad (6)$$

где ∇U — градиент потенциальной энергии.

Заметим теперь, что электрическое поле световой волны способно раскачивать электрон относительно ядра атома (на квантовом языке это и означает вынужденные переходы с одного уровня на другой). Следовательно, в атоме наводится дипольный момент, колеблющийся с частотой ω (частота вынуждающей силы):

$$\mathbf{d} = \alpha\mathbf{E}, \quad (7)$$

где $\mathbf{E}$ — электрическое поле волны, α — коэффициент пропорциональности. Подставим (7) в (5) и получим

$$U = -\alpha E^2. \quad (8)$$

Таким образом, несмотря на то что поле колеблется с очень большой частотой, существует отличная от нуля средняя потенциальная энергия взаимодействия. Если излучение неоднородно в пространстве, существует и средняя сила типа (6), которую называют стрикционной силой. В связи с оптическим излучением на нее впервые обратил внимание А.Г. Аскарьян (1962). В бегущей волне пространственная неоднородность обусловлена конечным диаметром светового пучка. Если же используется стоячая волна, то возникает более мелкомасштабная периодическая пространственная неоднородность с характерным размером, равным длине волны излучения λ . Средняя по времени потенциальная энергия атома в стоячей волне приобретает вид, показанный на рис. 5. Мыслима ситуация, когда атом, пролетая мимо одной из потенциальных ям, затормозившись спонтанным излучением, свалится в нее и останется там (на возможность такой локализации атома впервые обратил внимание В.С. Летохов (1968)).

Предположим теперь, что три взаимно ортогональные стоячие волны сфокусированы в одну об-

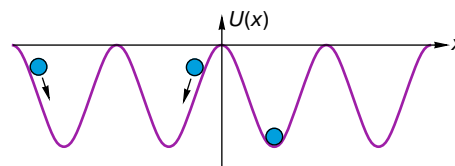


Рис. 5. Потенциальная энергия атомов в плоской стоячей световой волне и иллюстрация локализации атомов в потенциальных ямах

ласть пространства (область пересечения). В этой области интенсивности волн максимальны и для атомов можно осуществить эффективную потенциальную ловушку. Если проделать те манипуляции, которые описаны в предыдущем разделе, то можно одновременно охладить атомы и локализовать их в области пересечения световых пучков. При этом возможна ситуация, когда атомы будут локализованы в пучностях или узлах стоячих волн, образуя тем самым трехмерную пространственную решетку с характерным расстоянием λ между узлами решетки. Нарисованная здесь картина несколько идеализирована. Реально тот факт, что потенциальная энергия осциллирует во времени, приводит к более сложному выражению для силы, чем выражение (6) с потенциалом (8). При строгом подходе сила так называемого вынужденного светового давления может способствовать еще более глубокому охлаждению, чем за счет только спонтанного светового давления. При этом ограничением уже будет энергия отдачи при испускании фотона.

В настоящее время достигнуты впечатляющие успехи в экспериментах по охлаждению атомов и их пространственной локализации. При этом для локализации оказалось удобно использовать дополнительные поля (магнитное, поле микроволнового излучения). Спонтанным и вынужденным световым давлением осуществляют предварительное охлаждение и пространственную локализацию в приготовленной другими полями ловушке. Затем наступает этап получения ультрахолодных атомов. Для этого меняют параметры ловушки таким образом, чтобы за ее пределы уходили высокоэнергетичные атомы, а оставались ультрахолодные. На этом пути удалось опуститься до температуры в единицы микрокельвинов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Глубокое охлаждение и локализация атомов представляют не только самостоятельный академический интерес. Ультрахолодные атомы — это новый физический объект, интересный во многих отношениях. Прежде всего он может дать новые возможности для спектроскопии сверхвысокого разрешения (полное отсутствие доплеровского уширения). Физика атомных столкновений здесь также найдет для себя много интересного (столкновения очень

медленных частиц). При локализации атомов в узлах стоячих волн получаем специфический объект — газовый кристалл, у которого могут оказаться неожиданные интересные свойства. Локализованные в малых объемах атомы могут начать проявлять квантовый характер движения, а если атомов в одной ловушке набралось достаточно и они хорошо охлаждены, то может произойти процесс так называемой бозе-конденсации, то есть образуется квантовая жидкость, обладающая свойством сверхтекучести. В 1995 году несколько экспериментальных групп за рубежом заявили о том, что им удалось реализовать процессы бозе-конденсации. К настоящему времени уже существуют убедительные доказательства, что бозе-конденсация действительно реализована.

В исследования механического действия излучения на атомы внесли вклад многие ученые из разных стран. Помимо упомянутых уже Нобелевских лауреатов из зарубежных ученых отметим А. Ашкина, который первым (1970) представил силу резонансного светового давления в виде (2), а также Т. Хэнша и А. Шавлова, предложивших использовать световое давление для охлаждения газа (1975). Значительный вклад внесен и отечественными учеными. Еще в 1968 году В.С. Летоховым предсказана возможность локализации атомов в узлах или пучностях стоячей световой волны. Систематическое развитие теории начато А.П. Казанцевым, который в 1972 году предложил ускорять атомы, захваченные в узлах квазистоячей волны. Большое число пионерских результатов в теории получены А.П. Казанцевым с сотрудниками, а также В.С. Летоховым и В.Г. Миногиным. Деформация функции распределения (рис. 2) впервые описана И.В. Красновым и Р.Я. Шапаревым, а экспериментально впервые реализована В.И. Балыкиным (1981) из группы В.С. Летохова. Здесь же впервые осуществлено двухмерное охлаждение (1981). Более подробную информацию о развитии идей и их воплощении можно найти в обзоре [1] и монографии [2].

Хотя в статье мы рассматривали механическое действие излучения на атомарные объекты, есть смысл упомянуть о таком же действии на макрочас-

тицы малых (микронных) размеров. Для ряда задач, в том числе для управляемого ядерного синтеза, существует потребность ускорить такие частицы до больших энергий. В этом способно помочь лазерное излучение высокой интенсивности. С прямым световым давлением здесь конкурирует сила реактивного движения, возникающая за счет импульса отдачи со стороны продуктов испарения. В итоге ожидается возможность достижения скорости частиц до 10^8 см/с (более подробно см. в [3]).

Другая интересная возможность — ускорение частиц, поглощающих излучение (но не испаряющихся) в жидкости. В данном случае движущей силой является давление, возникающее вследствие испарения жидкости из-за нагрева той части поверхности частицы, где происходит поглощение излучения. Таким способом удалось (см. [4]) разогнать частицы микронного размера до скоростей 10^6 см/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балыкин В.И., Летохов В.С., Миногин В.Г. // Успехи физ. наук. 1985. Т. 147, № 1. С. 117–156.
2. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. Механическое действие света на атомы. М.: Наука, 1991. 188 с.
3. Манзон Б.М. // Успехи физ. наук. 1981. Т. 134, № 4. С. 611–639.
4. Захаров С.Д., Казарян М.А., Коротков Н.П. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60, № 5. С. 317–319.

* * *

Анатолий Михайлович Шалагин, доктор физико-математических наук, профессор НГУ, член-корреспондент РАН, зав. лабораторией нелинейной спектроскопии газов Института автоматики и электрометрии СО РАН. Область научных интересов — лазерная физика, нелинейная спектроскопия, газовая кинетика. Автор более 140 научных работ и двух монографий.