

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.188

**ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ ДАВЛЕНИЕМ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ****В. И. Балыкин, В. С. Летохов, В. Г. Миногин**

Элементы теории резонансного светового давления.— Продольное охлаждение атомных пучков.— Радиационная коллимация и поперечное охлаждение атомных пучков.— Радиационное трехмерное охлаждение атомов.— Локализация холодных атомов.— Некоторые применения холодных атомов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное излучение имеет высокую эффективную температуру $T_{\text{изл}}$, определяемую средним числом фотонов \bar{n} в одной степени свободы поля (типе колебаний лазера). Согласно соотношению Бозе — Эйнштейна

$$\bar{n} = \left[\exp \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T_{\text{изл}}} \right) - 1 \right]^{-1}, \quad (1.1)$$

откуда

$$k_B T_{\text{изл}} \approx \bar{n} \hbar \omega, \text{ где } \bar{n} \gg 1.$$

Именно на этом основаны многочисленные применения лазерного света для нагрева вещества, начиная от резонансного возбуждения атомов и молекул и кончая лазерным термоядерным синтезом.

Возможен ли обратный процесс, когда лазерное излучение, наоборот, охлаждает вещество? С общей точки зрения термодинамика не запрещает это, если обеспечено сохранение энергии и повышение энтропии замкнутой системы «вещество + излучение». При охлаждении вещества его энергия и энтропия понижаются, поэтому процесс охлаждения возможен, когда энергия и энтропия излучения после взаимодействия с веществом повышаются. Напомним, что энергия и энтропия излучения определяются соотношениями¹

$$E_{\text{изл}} = N \hbar \omega, \quad (1.2)$$

$$S_{\text{изл}} = G [(\bar{n} + 1) \ln(\bar{n} + 1) - \bar{n} \ln \bar{n}]; \quad (1.3)$$

здесь $N = G\bar{n}$ — число фотонов излучения, G — число степеней свободы излучения, определяемое соотношением Рэлея — Джинса:

$$G = \frac{\omega^2 \Delta\omega}{(2\pi c)^3} \Omega V, \quad (1.4)$$

где V и Ω — объем и телесный угол, заполненные излучением, $\Delta\omega$ — спектральный интервал излучения. Качественные рассуждения на основе соотношений (1.2) — (1.4) напоминают обсуждавшийся на страницах УФН вопрос об увеличении яркости и температуры лазерного луча при взаимодействии с веществом².

Будем считать, что в веществе не происходит реального поглощения фотонов и оно не усиливает излучение, т.е. вещество только рассеивает падающее излучение. При таких предположениях $N = \text{const}$, и из соотношения (1.2) следует, что для охлаждения вещества должна возрасти частота излучения после рассеяния ($\omega \rightarrow \omega + \delta\omega$). Другими словами, лазерный луч должен

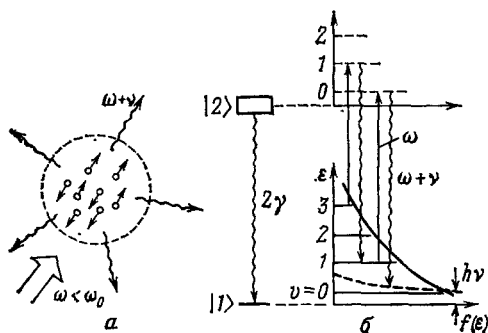


Рис. 1. а — Схема рассеяния резонансного излучения ионами, локализованными в электромагнитной ловушке; б — переходы, ответственные за охлаждение ионов

В 1975 г. Вайнлэнд и Демельт^{5,6} и Хэнч и Шавлов⁷ указали два механизма взаимодействия, в которых реализуются указанные общие требования термодинамики и которые обеспечивают охлаждение лазерным излучением атомных ионов^{5,6}, локализованных в электромагнитных ловушках, и охлаждение свободно движущихся атомов⁷. Предложения работ⁵⁻⁷, развив ранние идеи Кастлера и Зельдовича о возможности охлаждения вещества электромагнитным излучением, привели за последние годы к разработке лазерных методов получения холодных атомов и атомных ионов.

Рассмотрим качественно элементарные процессы, на которых основано охлаждение локализованных атомных ионов и свободных атомов лазерным излучением. Рис. 1 объясняет идею лазерного охлаждения двухуровневых атомных ионов, совершающих осцилляторное движение в электромагнитной ловушке. С квантовомеханической точки зрения осцилляторному движению ионов с частотой ν соответствует распределение ионов по колебательным энергетическим уровням $\varepsilon_v = \hbar\nu(v + 1/2)$ (рис. 1, б). При рассеянии низкочастотного лазерного излучения, например, с частотой $\omega = \omega_0 - \nu$, резонансного электронному переходу $|1\rangle - |2\rangle$ с частотой ω_0 и естественной шириной линии $\gamma \ll \nu$, ион сначала совершает переход $|1, v\rangle \rightarrow |2, v - 1\rangle$, а затем спонтанно возвращается в нижнее состояние благодаря переходу $|2, v - 1\rangle \rightarrow |1, v - 1\rangle$. В результате часть кинетической энергии иона ($\hbar\nu$) передается резонансно рассеянному лазерному излучению. Переизлучение фотонов из направленного лазерного пучка в телесный угол 4π ср и увеличение ширины спектра рассеянного излучения до величины естественной ширины линии γ резонансного перехода обеспечивают повышение энтропии рассеянного излучения. Указанный элементарный процесс позволяет охлаждать локализованные атомные ионы до крайне низких энергий. При $\nu \gg \gamma$, когда могут использоваться приведенные выше рассуждения, предельная энергия холодных ионов, как следует из схемы переходов рис. 1, б, близка к энергии нулевых колебаний $\langle \varepsilon \rangle \approx (1/2) \hbar\nu$. Соответствующая температура холодных ионов при типичных частотах колебаний $\nu \approx 10$ МГц составляет величину $T \approx (1/2) \hbar\nu/k_B \sim 10^{-3}$ К.

Процессу лазерного охлаждения ионов может быть также дано простое классическое объяснение. За счет осцилляторного движения иона с частотой

рассеиваться на веществе с антистоксовым сдвигом частоты. Только при этом условии возможно охлаждение вещества электромагнитным излучением. На это обстоятельство было указано еще в работах А. Кастлера³ и Я. Б. Зельдовича⁴. Необходимость увеличения энтропии излучения не приводит к какому-либо новому условию. Это связано с тем, что энтропия лазерного излучения всегда мала (строго равна нулю для монохроматического излучения), а энтропия рассеянного излучения достаточно велика благодаря конечной величине спектрального интервала рассеянного излучения и заполнению рассеянным излучением всего телесного угла $\Omega = 4\pi$.

ν у любой его оптической спектральной линии возникают боковые компоненты, имеющие ту же природу, что и в спектре частотно-модулированного колебания при большом индексе модуляции (т.е. при девиации частоты $\delta\omega \ll$ частоты модуляции ν .) Лазерное излучение возбуждает электронное состояние на частотах низкочастотных компонентов спектральной линии, а спонтанно переизлученные в 4π ср фотоны имеют симметричный относительно частоты ω_0 спектр. Соответственно, возрастание частоты рассеянного излучения означает, что лазерное излучение охлаждает ионы.

Идея лазерного охлаждения атомных ионов была реализована в экспериментах ^{8,9} по охлаждению ионов MgII и BaII до температур $\sim 10^{-2}$ К. Успех этих экспериментов в значительной мере связан с длительным взаимодействием иона в ловушке с лазерным излучением, которое необходимо для многократного переизлучения одним ионом большого числа фотонов, чтобы накопить значительную потерю кинетической энергии.

В случае свободно движущихся атомов спектр поглощения уширен неоднородно из-за эффекта Допплера. Эту особенность также можно использовать для охлаждения атомов лазерным излучением. На рис. 2 показана схема охлаждения атомов, соответствующая идее Хэнча и Шавлова ⁷. Здесь лазерное излучение изотропно облучает часть низкочастотной половины доплеровского контура поглощения на некоторой частоте ω . Излучение с волновым вектором $\mathbf{k} = \mathbf{p}/c$ и частотой $\omega < \omega_0$ могут поглощать только атомы, движущиеся навстречу поглощаемому фотону:

$$\omega - \omega_0 = kv, \tag{1.5}$$

когда доплер-эффект компенсирует расстройку частот перехода атома ω_0 и фотона ω . Фотоны, переизлучаемые в телесный угол 4π ср, в среднем имеют частоту $\omega_0 > \omega$. В результате часть (kv) кинетической энергии атома передается рассеянному излучению. Другими словами, при каждом акте поглощения направленного фотона и его в среднем изотропном переизлучении кинетическая энергия атома в среднем уменьшается на величину

$$\Delta\varepsilon = kv. \tag{1.6}$$

Приведенным рассуждениям в терминах энергий отвечает следующая микроскопическая картина охлаждения атомов. При поглощении встречного фотона скорость атома уменьшается на величину скорости отдачи

$$\Delta v = v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{M}, \tag{1.7}$$

где M — масса атома. При последовательном повторении процессов поглощения и спонтанного испускания фотонов скорости всех атомов непрерывно уменьшаются, что означает, что излучение охлаждает газ атомов. С данной микроскопической точки зрения замедление отдельного атома в поле резонансного излучения при определенных условиях, которые всегда хорошо выполнены в представляющих практический интерес ситуациях, может рассматриваться как результат действия на атом силы резонансного светового

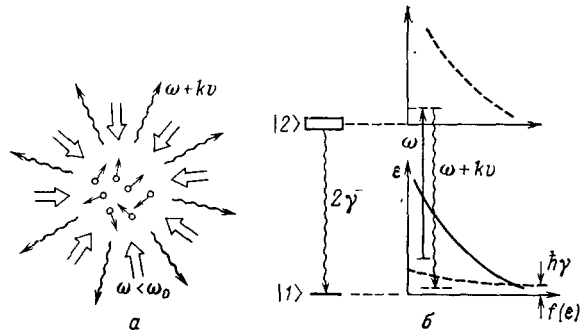


Рис. 2. *a* — Схема рассеяния резонансного лазерного излучения свободно движущимися атомами; *б* — переходы, ответственные за охлаждение атомов. Штриховая кривая показывает функцию распределения холодных атомов по значениям кинетической энергии ε

давления. По этой причине охлаждение свободных атомов в поле резонансного излучения, по существу, всегда является охлаждением *резонансным световым давлением*.

Охлаждение атомов давлением резонансного излучения продолжается до тех пор, пока не начинают играть роль флуктуации импульса атома, неизбежные в стохастическом процессе переизлучения большого числа фотонов. Флуктуационный нагрев охлаждаемых атомов приводит к установлению стационарной температуры, которая имеет минимальное значение ¹⁰

$$T_{\min} = \frac{\hbar\gamma}{k_B} \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ К.} \quad (1.8)$$

Трехмерное лазерное охлаждение атомного газа в геометрии, изображенной на рис. 2, до сих пор экспериментально не осуществлено. Это связано с техническими трудностями облучения газа в достаточно большом объеме, который необходим для обеспечения взаимодействия свободно движущихся атомов с лазерным излучением в течение длительного времени охлаждения: $\tau_{\text{охл}} \geq (v_0/v_{\text{rec}}) \gamma^{-1} \approx 10^{-3}$ с, где v_0 есть средняя тепловая скорость. На основе давления лазерного излучения успешно осуществлено несколько экспериментов по охлаждению пучка атомов натрия встречной резонансной лазерной волной, настроенной на частоту поглощения быстрых атомов ¹¹⁻¹⁷. В первом эксперименте ¹¹⁻¹³ использовалось импульсное сканирование частоты лазера, так чтобы обеспечить постоянный резонанс с частотой поглощения атомов в пучке по мере их охлаждения. Затем удалось при сильном насыщении резонансного перехода, когда во взаимодействие вовлекается большая доля атомов доплеровского контура, понизить температуру относительного движения атомов до 1,5 К ^{14,15}. При использовании пространственного сканирования частоты атомного перехода вдоль пути замедляемых атомов удалось достигнуть температуры пучка 0,07 К ^{16,17}. Наконец, недавно при поперечном облучении наблюдалось охлаждение (радиационная коллимация) пучка атомов Na до температуры $3,5 \cdot 10^{-3}$ К ¹⁸.

К настоящему моменту охлаждение свободных атомов давлением лазерного излучения стало предметом активных исследований во многих лабораториях, занимающихся проблемами получения сверхузких атомных резонансов без доплеровского уширения, атомных стандартов частоты и т. д. (см. труды специального симпозиума по этой проблеме ¹⁹). Это связано с тем, что при глубоком охлаждении свободных атомов резко ослабевают фундаментальные ограничения на ширину и сдвиг спектральных линий — сокращается не только линейный, но и квадратичный эффект Доплера, а также пролетное уширение. Поэтому эта интереснейшая проблема, лежащая на стыке атомной и лазерной физики, заслуживает детального обсуждения. Отметим еще обзор проблемы лазерного охлаждения ионов ²⁰, а также обзоры более общей проблемы влияния резонансного светового давления на движение атомов ²¹⁻²⁷.

В данном обзоре обсуждается современное состояние исследований охлаждения нейтральных атомов давлением резонансного лазерного излучения. Сначала в гл. 2 рассматриваются элементы теории резонансного светового давления и приводятся выражения для силы светового давления в простейших конфигурациях лазерных полей. С помощью полученных выражений в гл. 3 и 4 анализируются методы продольного и поперечного охлаждения атомных пучков. Здесь же обсуждаются осуществленные эксперименты. Гл. 5 посвящена важному направлению будущих исследований — трехмерному охлаждению атомного газа. В гл. 6 обсуждается состояние проблемы локализации холодных атомов, решение которой позволит развить уникальный метод исследования — спектроскопию одиночного атома, неограниченно долго находящегося в области наблюдения. В заключительной главе обсуждаются потенциальные применения холодных атомов, которые в значительной мере стимулируют прогресс в обсуждаемой области физики.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Элементарными актами, обуславливающими возникновение резонансного светового давления, являются поглощение и испускание атомом фотонов. В результате каждого элементарного акта взаимодействия атом получает импульс отдачи. Усреднение по большому числу таких элементарных актов в классическом пределе $\hbar \rightarrow 0$ приводит к концепциям силы светового давления и импульсной диффузии. Рассмотрим некоторые простые сведения о резонансном световом давлении, которые могут быть получены из анализа влияния эффекта отдачи на движение атома.

в) Э ф ф е к т о т д а ч и п р и п о г л о щ е н и и (и с п у с к а н и и)
ф о т о н а

При нерелятивистской скорости атома v_0 законы сохранения импульса и энергии при поглощении (знак « + ») или испускании (знак « - ») атомом фотона имеют вид

$$M\mathbf{v}_0 \pm \hbar\mathbf{k} = M\mathbf{v}, \quad \frac{1}{2} Mv_0^2 \pm \hbar\omega = \frac{1}{2} Mv^2 \pm \hbar\omega_0, \quad (2.1)$$

где v — скорость атома после поглощения (испускания) фотона с волновым вектором \mathbf{k} и частотой $\omega = kc$, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Изменение кинетической энергии атома определяется выражением, вытекающим из соотношений (2.1):

$$\Delta E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} M (v^2 - v_0^2) = \pm \hbar\mathbf{k}\mathbf{v}_0 + R, \quad (2.2)$$

а выражение для энергии поглощаемого (испускаемого) фотона имеет вид

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 + \hbar\mathbf{k}\mathbf{v}_0 \pm R, \quad (2.3)$$

где R — энергия отдачи, определяемая соотношением

$$R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}. \quad (2.4)$$

Согласно (2.2), изменение кинетической энергии атома складывается из доплеровского сдвига энергии фотона и из энергии отдачи.

Количественное представление об обмене импульсом и энергией при поглощении (испускании) фотона можно получить на примере атома Na, резонансно поглощающего излучение с длиной волны $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ на переходе из основного состояния $3S$ в возбужденное состояние $3P$. Изменение скорости атома Na при поглощении (испускании) фотона с такой длиной волны равно $v_{\text{res}} = \hbar k/M = h/M\lambda = 3 \text{ см/с}$. Энергия отдачи в единицах частоты равна $R/h = h/2M\lambda^2 = 25 \text{ кГц}$. Для сравнения отметим, что средняя тепловая скорость атома Na при температуре 300 К составляет $\bar{v} = 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$. Для такой скорости доплеровский сдвиг частоты фотона равен $\Delta\nu = kv/2\pi = 850 \text{ МГц}$. Естественная ширина линии перехода $3S - 3P$ равна 10 МГц .

Этот пример наглядно иллюстрирует малость эффекта отдачи, связанного с поглощением или испусканием оптического фотона. Для атома со средней тепловой скоростью типичное относительное изменение скорости (импульса) при однократном поглощении (испускании) оптического фотона составляет величину $v_{\text{rec}}/\bar{v} \approx 10^{-4}$.

Рассмотрим теперь влияние эффекта отдачи на движение атома в условиях, когда атом поглощает и излучает большое число фотонов.

б) Ф л у к т у а ц и и д р е й ф а т о м н о г о и м п у л ь с а
п р и м н о г о к р а т н о м п е р е и з л у ч е н и и ф о т о н о в

Будем рассматривать поглощение и переизлучение фотонов на электрическом дипольном переходе атома между нижним основным уровнем $|1\rangle$ и возбужденным уровнем $|2\rangle$, который распадается только на основной уро-

вень с излучением спонтанного фотона (рис. 3, а). Такой двухуровневый атом после каждого возбуждения в верхнее состояние $|2\rangle$ радиационно распадается в исходное состояние $|1\rangle$, что обеспечивает непрерывное резонансное взаимодействие атома с лазерным излучением.

В условиях длительного взаимодействия атома с излучением изменение импульса атома вызывается совместным действием отдачи вынужденных и спонтанных переходов. При каждом вынужденном поглощении (испускании) фотона атом получает импульс отдачи $\hbar k = \hbar\omega_0/c$ вдоль волнового вектора излучения ($\hbar k$ — при поглощении и $-\hbar k$ — при испускании фотона). Последовательность вынужденных переходов является случайной вследствие статистической природы спонтанной релаксации атома в основное состояние. При спонтанном испускании, направление которого флуктуирует, атом получает импульс отдачи, который имеет фиксированную величину $\hbar\omega_0/c$, но случайное направление. По этим причинам совместное действие отдачи вынужденных и спонтанных переходов всегда вызывает сложный *стохастический* характер изменения импульса атома (рис. 3, б). Стохастичность изменения атомного импульса в свою очередь обуславливает стохастический характер изменения координаты атома.

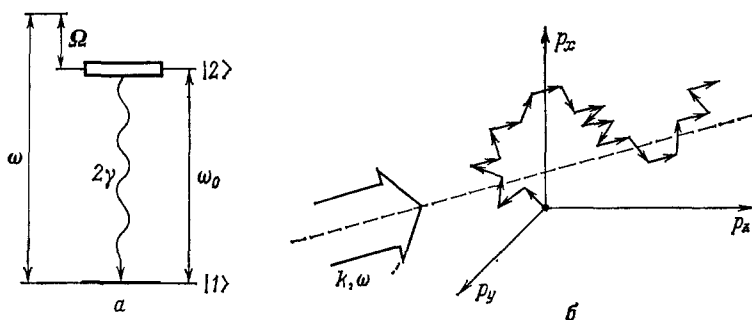


Рис. 3. а — Двухуровневая схема резонансного взаимодействия атома с монохроматическим излучением; б — иллюстрация стохастического изменения импульса атома в поле резонансного излучения с волновым вектором \mathbf{k} .

Начальный импульс атома выбран равным нулю

Рассмотрим теперь изменение импульса атома в среднем, т.е. на интервалах времени, в течение которых атом многократно испытывает действие отдачи. При таком рассмотрении роль элементарных процессов (вынужденного поглощения, вынужденного испускания и спонтанного испускания), которые изменяют импульс атома, сводится к следующему. Вынужденное поглощение в среднем увеличивает, а вынужденное испускание уменьшает импульс атома в направлении вектора излучения \mathbf{k} . Спонтанное испускание вследствие стохастичности его направления в среднем не меняет импульса атома, но обеспечивает релаксацию атома в основное состояние. Благодаря спонтанной релаксации часть импульса, получаемого атомом при вынужденном поглощении фотонов, оказывается некомпенсированной импульсом, получаемым при вынужденном испускании фотонов. В результате импульс атома в среднем получает *систематический дрейф* в направлении вектора \mathbf{k} .

Данные качественные рассуждения показывают, что движение атома в резонансном световом поле складывается из дрейфа в направлении волнового вектора излучения и из флуктуационного движения. В практически важных случаях движение атома в световом поле может рассматриваться классически. В этих случаях дрейф атомного импульса является результатом действия силы светового давления, а флуктуации атомного импульса сводятся к диффузии.

Рассмотрим условия, при которых движение атома в световом поле может рассматриваться классически.

в) Условия классичности движения атома

Изменение импульса атома в резонансном световом поле складывается из дискретных шагов на величину импульса фотона $\hbar k$. Поэтому мерой квантовых флуктуаций атомного импульса является импульс фотона.

Изменение среднего импульса атома под действием силы светового давления следует считать существенным, если оно выводит атом из резонанса с излучением. Нарушение резонансности взаимодействия атома с излучением имеет место при изменении импульса на величину

$$\Delta p_{\text{res}} \approx \frac{M\gamma}{k}, \quad (2.5)$$

где γ есть полуширина линии атомного перехода. С учетом (2.5) требование малости импульса фотона по сравнению с величиной Δp_{res} дает первое условие классичности атомного движения:²⁸

$$\hbar k \ll \frac{M\gamma}{k}. \quad (2.6a)$$

Оно может быть записано также в виде

$$R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \ll \hbar\gamma. \quad (2.6b)$$

Это условие всегда выполняется для разрешенных дипольных переходов атомов, так как типичное значение $\gamma \approx 2\pi \cdot (10^7 - 10^8)$ Гц, а энергия отдачи имеет порядок $R/\hbar \approx 2\pi \cdot (10^4 - 10^5)$ Гц.

Второе условие классичности атомного движения связано с очевидным требованием сглаживания мелкомасштабных флуктуационных изменений импульса на величину $\hbar k$ в течение интервала времени Δt , в котором рассматривается классическое движение атома. Поскольку характерное время флуктуации импульса есть $\tau_{\text{sp}} = (2\gamma)^{-1}$, то классическое описание движения возможно только на интервалах времени²⁹

$$\Delta t \gg \gamma^{-1}. \quad (2.7)$$

г) Сила светового давления и градиентная сила

1) Плоская световая волна

Рассмотрим выражение для силы светового давления, действующей на двухуровневый атом при его взаимодействии с плоской световой волной. Для этого определим изменение среднего импульса атома $\Delta \langle \mathbf{p} \rangle$ за счет вынужденных и спонтанных переходов на классическом интервале времени Δt . Если \mathbf{p}_0 — начальный импульс атома, то в конце интервала Δt импульс атома может быть представлен в виде³⁰

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k} (N_+ - N_-) + \sum_s \hbar \mathbf{k}_s. \quad (2.8)$$

Здесь второй член определяет изменение импульса за счет вынужденных переходов, при которых поглощаются и испускаются фотоны с волновым вектором \mathbf{k} . Величины N_+ и N_- есть числа фотонов, вынужденно поглощенных и испущенных на интервале Δt . Третий член учитывает изменение импульса при спонтанных распадах с испусканием фотонов с волновыми векторами \mathbf{k}_s ($|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_s| = \omega_0/c$).

Из (2.8) для среднего импульса следует соотношение

$$\langle \mathbf{p} \rangle = \langle \mathbf{p}_0 \rangle + \hbar \mathbf{k} (\langle N_+ \rangle - \langle N_- \rangle), \quad (2.9)$$

где мы учли, что спонтанные фотоны не дают вклада в средний импульс на

интервале времени Δt , когда число спонтанных фотонов достаточно велико. Тогда из определения силы получаем

$$F = \frac{\Delta \langle p \rangle}{\Delta t} = \frac{\langle p \rangle - \langle p_0 \rangle}{\Delta t} = \hbar k \frac{\langle N_i \rangle}{\Delta t}, \quad (2.10)$$

где $\langle N_i \rangle = \langle N_+ \rangle - \langle N_- \rangle$ имеет смысл среднего числа фотонов, рассеянных атомом на интервале времени Δt при вынужденных переходах.

Введем вероятности вынужденного поглощения W_{abs} и вынужденного испускания W_{em} фотона двухуровневым атомом и вероятность спонтанного

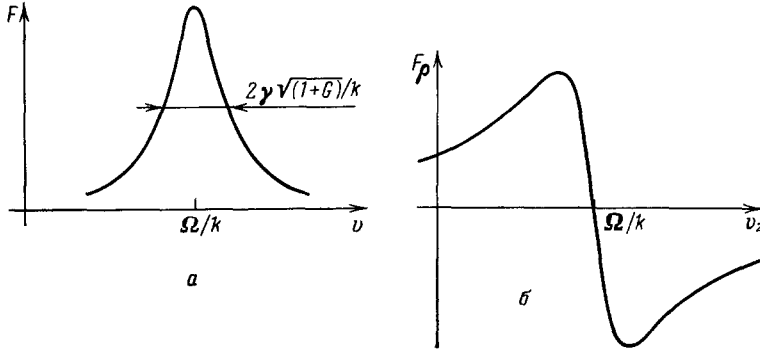


Рис. 4. *a* — Сила светового давления для плоской бегущей волны как функция проекции скорости атома на волновой вектор $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$; *b* — зависимость градиентной силы от проекции скорости атома на ось z .

Световой луч распространяется в положительном направлении оси z

испускания $W_{\text{sp}} = 2\gamma$. Обозначим относительные вероятности нахождения атома на уровнях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ через n_1 и n_2 соответственно ($n_1 + n_2 = 1$). Тогда средние числа фотонов, поглощенных и испущенных при вынужденных переходах, равны

$$\langle N_+ \rangle = n_1 W_{\text{abs}} \Delta t, \quad \langle N_- \rangle = n_2 W_{\text{em}} \Delta t. \quad (2.11)$$

Стационарные населенности удовлетворяют условию баланса

$$n_2 = n_1 \frac{W_{\text{abs}}}{W_{\text{em}} + W_{\text{abs}}}. \quad (2.12)$$

С помощью этих соотношений силу светового давления можно выразить через относительную населенность, например, верхнего уровня n_2 :

$$F = \hbar k (n_1 W_{\text{abs}} - n_2 W_{\text{em}}) = 2\hbar k \gamma n_2. \quad (2.13)$$

Стационарная населенность n_2 равна (см., например, монографию³¹)

$$n_2 = \frac{1}{2} \frac{G}{1 + G + [(\Omega - kv)^2 / \gamma^2]}, \quad (2.14)$$

где G — параметр насыщения атомного перехода, $\Omega = \omega - \omega_0$. Окончательно, для силы светового давления находим выражение, полученное впервые Эшкином³²:

$$F = \hbar k \gamma \frac{G}{1 + G + [(\Omega - kv)^2 / \gamma^2]}. \quad (2.15)$$

Приведенный вывод выражения для F не является строгим, но полученная формула согласуется со строгим выводом и является точной.

Сила (2.15) имеет типичную для резонансного взаимодействия двухуровневого атома с монохроматическим полем лоренцевскую зависимость от проекции скорости v на волновой вектор \mathbf{k} (рис. 4, *a*). Максимальное значение сила достигает при точном резонансе, когда $kv = \Omega$. При сильном насыщении ($G \gg 1$) сила стремится к максимальному значению $F_{\text{max}} = \hbar k \gamma$.

2) Гауссовский световой луч

Большинство предложений и экспериментов по охлаждению атомов лазерным излучением основаны на свойствах радиационной силы, действующей на атом в лазерных лучах. Рассмотрим особенности радиационной силы для двух простейших типов лазерных полей. Одним из них является поле гауссовского светового луча, вторым — поле двух встречных гауссовских лучей. Везде ниже атом предполагается двухуровневым (рис. 3, а).

Положим, что поле гауссовского светового луча задано соотношением

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{e} E_0 \exp [i(kz - \omega t)] + \text{к.с.} = \mathbf{e} E_0 \cos(kz - \omega t); \quad (2.16)$$

здесь \mathbf{e} есть единичный вектор поляризации,

$$E_0 = \mathcal{E}_0 e^{-\rho^2/2q^2}$$

есть амплитуда поля луча, зависящая от поперечной цилиндрической координаты ρ , q есть радиус луча. Гауссовский луч предполагается слаборасходящимся. По этой причине в (2.16) опущена зависимость фазы от поперечной цилиндрической координаты ρ .

Расчет показывает, что радиационная сила в поле (2.16) имеет составляющие вдоль и поперек оси луча:

$$\mathbf{F} = \mathbf{e}_z F_z + \mathbf{e}_\rho F_\rho; \quad (2.17)$$

здесь продольная F_z компонента радиационной силы имеет смысл силы светового давления и определяется выражением (2.15)

$$F_z = \hbar k \gamma \frac{G(\rho)}{1 + G(\rho) + [(\Omega - kv_z)^2/\gamma^2]}. \quad (2.18)$$

Поперечная компонента равна ^{33,34}

$$F_\rho = (\hbar \rho/q^2) \frac{\Omega - kv_z}{1 + G(\rho) + [(\Omega - kv_z)^2/\gamma^2]}. \quad (2.19)$$

В (2.18) и (2.19) $\Omega = \omega - \omega_0$ есть расстройка частоты поля и частоты атомного перехода, \mathbf{e}_ρ есть единичный вектор радиальной координаты $\boldsymbol{\rho} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$. Параметр насыщения равен

$$G(\rho) = \frac{1}{2} \left(\frac{d\mathcal{E}_0}{\hbar\gamma} \right)^2 e^{-\rho^2/q^2}, \quad (2.20)$$

где d есть матричный элемент дипольного момента атома.

В отличие от продольной компоненты радиационной силы (2.18) зависимость поперечной компоненты силы от скорости v_z имеет вид дисперсионной кривой (рис. 4, б). Поперечную компоненту радиационной силы часто называют градиентной силой. Физическое существование градиентной силы обусловлено действием пространственно-неоднородного светового поля на дипольный момент атома, наведенный высокочастотными осцилляциями поля ³⁵. Максимальное значение модуля градиентной силы достигается при расстройках $\Omega = kv_z \pm \gamma \sqrt{1 + G}$:

$$|F_\rho|_{\max} = \frac{1}{2} \frac{\hbar\gamma\rho}{q^2} \frac{G(\rho)}{\sqrt{1 + G(\rho)}}. \quad (2.21)$$

При увеличении параметра насыщения $G(\rho)$ максимальное значение $|F_\rho|$ растет пропорционально $G^{1/2}$.

3) Встречные гауссовские лучи

После двух встречных слаборасходящихся гауссовских лучей может быть записано в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{e} E_0 [\exp(ikz - i\omega t) + \exp(ikz + i\omega t) + \text{к.с.}] = 2\mathbf{e} E_0 \cos kz \cos \omega t, \quad (2.22)$$

где использованы те же обозначения, что и в (2.16). Для поля (2.22) радиационная сила также может быть представлена в виде (2.17), где, однако, продольная компонента F_z (сила светового давления) и поперечная компонента F_ρ (градиентная сила) определяются бесконечными сходящимися дробями³⁶. Такая математическая форма радиационной силы вызвала многорезонансными процессами взаимодействия атома со встречными волнами, которые

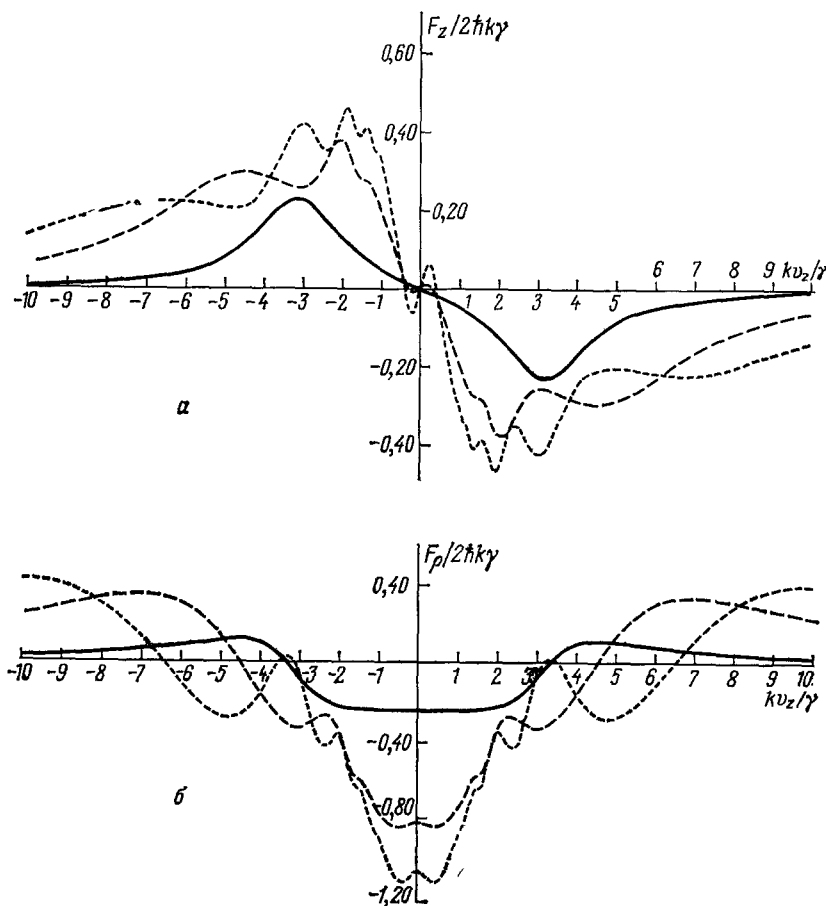


Рис. 5. Сила светового давления (а) и градиентная сила (б) для поля (2.22) как функции проекции скорости v_z для расстройки $\Omega = -3\gamma$. Параметр насыщения $G = 1$ (сплошная кривая), $G = 9$ (штриховая кривая) и $G = 25$ (пунктирная кривая). Поперечная координата $\rho = kq^2$

обуславливают многорезонансную структуру радиационной силы (рис. 5). Появление многорезонансных структур может быть качественно пояснено на примере силы светового давления следующим образом.

В случае одной бегущей волны сила светового давления содержит один резонанс (см. рис. 4, а), соответствующий точному резонансу атома с полем: $kv_z = \Omega$. Во встречных волнах при слабом насыщении атомного перехода возникают два резонанса — по одному для каждой бегущей волны: $\pm kv_z = \Omega$. Эти резонансы могут быть названы резонансами первого порядка.

При увеличении параметра насыщения в скоростной зависимости силы появляются резонансы высших порядков, обусловленные нелинейным взаимодействием атома с двумя встречными волнами. Эти резонансы хорошо видны на пунктирной и точечной кривых рис. 5. Простейшими из них являются резонансы второго порядка (рис. 6, а). Эти резонансы возникают,

когда поглощение фотонов из одной бегущей волны происходит одновременно с испусканием фотонов в другую бегущую волну. Поскольку частота одной волны в системе покоя атома равна $\omega \pm kv_z$, а частота другой волны равна $\omega \mp kv_z$, то в соответствии с законом сохранения энергии

$$(\omega \pm kv_z) - (\omega \mp kv_z) = 0 \tag{2.23}$$

резонансы второго порядка возникают на нулевой скорости ($kv_z = 0$).

Следующими являются резонансы третьего порядка (рис. 6, б). Эти резонансы обусловлены нелинейным взаимодействием, при котором поглощение фотонов из двух встречных волн происходит одновременно с излучением фотонов в одну из волн. В соответствии с законом сохранения энергии, записанным в системе покоя атома,

$$(\omega \pm kv_z) - (\omega \mp kv_z) + (\omega \pm kv_z) = \omega_0 \tag{2.24a}$$

резонансы третьего порядка центрированы при скоростях

$$\pm kv_z = \frac{\omega - \omega_0}{3}. \tag{2.24б}$$

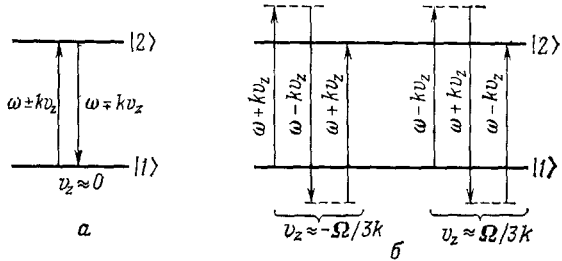


Рис. 6. Схематическое изображение резонансных процессов второго (а) и третьего (б) порядков

Аналогично возникают резонансы более высоких порядков.

В общем случае причинами появления резонансов нечетного и четного порядков, как ясно из рассмотренных примеров, являются нелинейные процессы, которые либо изменяют внутреннее состояние атома, либо оставляют его неизменным. Процессы, в которых поглощение (испускание) $n + 1$ фотонов из одной волны сопровождается испусканием (поглощением) n фотонов в другую волну, изменяют внутреннее состояние атома и дают резонансы $(2n + 1)$ -порядка, которые локализованы при скоростях

$$kv_z = \pm \Omega / (2n + 1). \tag{2.25}$$

Процессы, в которых поглощение n фотонов из одной волны сопровождается испусканием n фотонов в другую волну, не изменяют внутреннего состояния атома и дают резонансы $2n$ -го порядка, локализованные вблизи нулевой скорости.

Важным следствием многорезонансных процессов является эффект изменения знака силы светового давления вблизи скорости $v_z = 0$ при сильном насыщении, что видно на пунктирной кривой рис. 5, а. Так, если расстройка выбрана отрицательной, то при малых G знак силы в окрестности $v_z = 0$ противоположен знаку скорости v_z , а при больших G , наоборот, знак силы в окрестности $v_z = 0$ совпадает со знаком v_z . Изменение знака силы светового давления происходит только при достаточно большом значении параметра насыщения G , когда вклад многорезонансных процессов становится настолько значительным, что атом эффективно участвует в процессах стимулированного рассеяния обеих встречных волн.

Простые аналитические выражения для радиационной силы в поле двух встречных волн можно получить в приближении слабого насыщения, когда параметр насыщения (2.20) удовлетворяет условию

$$G \ll \sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2}}. \tag{2.26}$$

Выражение для силы светового давления в этом приближении имеет вид ^{10,37}

$$F_z = \hbar k \gamma G \frac{L_- - L_+}{1 + G(L_- + L_+)}, \tag{2.27}$$

где

$$L_{\pm} = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + (kv_z \pm \Omega)^2}. \quad (2.28)$$

Градиентная сила в приближении (2.26) равна ^{33,34}

$$F_{\rho} = \frac{\hbar \rho}{g^2} G \frac{(\Omega - kv_z) L_- + (\Omega + kv_z) L_+}{1 + G(L_- + L_+)}. \quad (2.29)$$

Приближенные формулы (2.27) и (2.29) дают приемлемое приближение к точному значению радиационной силы даже при большом насыщении атомного перехода, когда условие (2.26) не выполняется. Основное отличие приближенных и точных формул состоит в том, что приближенные формулы учитывают только резонансы первого порядка.

д) Импульсная диффузия

Рассмотрим теперь флуктуационные процессы, вызывающие диффузию атомного импульса на фоне его дрейфового изменения. Существуют два типа таких процессов.

Один из флуктуационных процессов обусловлен флуктуациями направления спонтанного испускания фотонов. Поскольку изменение импульса атома однозначно связано с импульсом спонтанно испущенного фотона,

$$\Delta \mathbf{p} = \mathbf{p}' - \mathbf{p} = -\hbar \mathbf{k}_s, \quad (2.30)$$

то флуктуации направления спонтанного испускания всегда приводят к флуктуациям направления импульса отдачи (рис. 7).

Второй процесс обусловлен флуктуациями числа фотонов, рассеянных на атоме

ме ^{30,38}. Поскольку с каждым вынужденным поглощением (испусканием) фотона связан импульс отдачи $\hbar \mathbf{k}$ ($-\hbar \mathbf{k}$), то при флуктуационном изменении числа рассеянных фотонов на единицу импульс атома флуктуирует на величину $\pm \hbar \mathbf{k}$. За счет этого флуктуационного процесса импульс атома изменяется только вдоль волнового вектора \mathbf{k} всегда на дискретную величину $\hbar \omega/c$.

Существование данных двух флуктуационных процессов непосредственно следует из соотношений (2.8), (2.9). Разность этих двух выражений определяет флуктуационное отклонение импульса атома от среднего значения:

$$\Delta \mathbf{p} = \mathbf{p} - \langle \mathbf{p} \rangle = (\mathbf{p}_0 - \langle \mathbf{p}_0 \rangle) + \hbar \mathbf{k} \Delta N_i + \sum_s \hbar \mathbf{k}_s. \quad (2.31)$$

Здесь $\Delta N_i = N_i - \langle N_i \rangle$ есть отклонение числа фотонов $N_i = N_+ - N_-$, рассеянных на атоме, от среднего значения $\langle N_i \rangle = \langle N_+ \rangle - \langle N_- \rangle$. Второй член в (2.31) учитывает флуктуации числа рассеянных фотонов, третий член учитывает флуктуации направления спонтанного испускания фотонов.

При классическом движении атома на интервале Δt , удовлетворяющем условию (2.7), перерасчетные флуктуационные процессы вызывают диффузионное уширение импульсного распределения. Уширение имеет диффузионный характер из-за большого числа фотонов, рассеянных на атоме в течение классического интервала времени (2.7). Каждый из флуктуационных процессов обуславливает свой тип диффузионного уширения импульсного распределения. Флуктуации числа рассеянных фотонов являются причиной

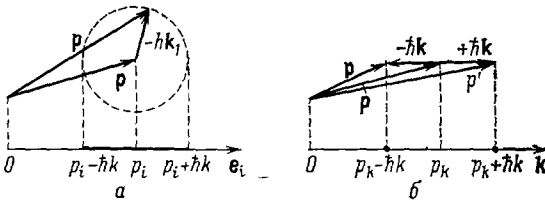


Рис. 7. Флуктуации атомного импульса, обусловленные флуктуациями направления спонтанного испускания фотонов (а) и флуктуациями числа фотонов, рассеянных при вынужденных переходах (б)

направленной диффузии, а флуктуации направления спонтанных фотонов — причиной анизотропной диффузии. Количественно диффузионные процессы определяются соответствующими тензорами диффузии.

Для простейшего случая взаимодействия двухуровневого атома с резонансным излучением, имеющим волновой вектор \mathbf{k} и частоту $\omega = kc$, можно дать простую оценку диагональных элементов тензора импульсной диффузии. Определим диагональные элементы тензора диффузии соотношениями ($i = x, y, z$)

$$D_{ii} = \frac{1}{2} \frac{\langle (\Delta p_i)^2 \rangle}{\Delta t}. \quad (2.32)$$

Если для определенности считать, что излучение распространяется вдоль оси z ($\mathbf{k} = kc_z$), то из (2.31) можно записать

$$D_{ii} = D_{ii}^a + D_{ii}^d = \frac{1}{2} \hbar^2 k^2 \left(\alpha_{ii} \frac{\langle N_s \rangle}{\Delta t} + \frac{\langle (\Delta N)^2 \rangle}{\Delta t} \delta_{zi} \right); \quad (2.33)$$

здесь $\alpha_{ii} = \langle \cos^2 \vartheta_i \rangle$ есть среднее значение квадрата косинуса угла ϑ_i , определяющего проекцию импульса $\hbar \mathbf{k}_s$ на ось $i = x, y, z$. Индексы a и d относятся к анизотропной и направленной диффузии.

Чтобы найти элементы тензора импульсной диффузии, следует определить средний квадрат флуктуаций числа вынужденно рассеянных фотонов $\langle (\Delta N_i)^2 \rangle$, фигурирующий в соотношении (2.33). Эти величины зависят от статистики числа рассеянных фотонов. Ее можно оценить, считая, что рассеяние фотонов является полностью случайным процессом. В этом случае вероятность $P(N_i)$ вынужденного рассеяния N_i фотонов на интервале Δt должна описываться распределением Пуассона:

$$P(N_i) = \frac{\langle N_i \rangle^{N_i}}{N_i!} e^{-\langle N_i \rangle}. \quad (2.34)$$

Для пуассоновской статистики справедливо соотношение $\langle (\Delta N_i)^2 \rangle = \langle N_i \rangle$. Кроме того, для рассматриваемого двухуровневого атома имеют место соотношения $\langle N_i \rangle = \langle N_s \rangle = 2\gamma n_2 \Delta t$, т.е. среднее число вынужденно рассеянных и спонтанно излученных фотонов одинаково. С учетом последних соотношений окончательно получаем^{28,38}:

$$D_{ii} = \frac{1}{2} \hbar^2 k^2 \gamma (\alpha_{ii} + \delta_{zi}) \frac{G}{1 + G + [(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^2 / \gamma^2]}. \quad (2.35)$$

Приближенное соотношение (2.35) достаточно близко к точному значению, полученному в работах^{29,39-41}. Отличие (2.35) от точного значения связано с отличием статистики вынужденно рассеянных фотонов от пуассоновской.

Вблизи резонанса ($\Omega = \mathbf{k}\mathbf{v}$) и при сильном насыщении атомного перехода ($G \gg 1$)

$$D_{ii} \approx \hbar^2 k^2 \gamma. \quad (2.36)$$

Элементы тензора скоростной диффузии, получающиеся заменой импульса отдачи на скорость отдачи $v_{\text{rec}} = \hbar k / M_*$

$$C_{ii} = \frac{D_{ii}}{M_*^2} \approx \gamma v_{\text{res}}^2 \quad (2.37)$$

для оптических переходов атомов имеют порядок $10^9 \text{ см}^2/\text{с}^3$.

3. ПРОДОЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМНЫХ ПУЧКОВ

Рассмотрим сначала использование светового давления для замедления движения атомов вдоль оси атомного пучка. Предварительно проведем качественный анализ деформации скоростного распределения атомного пучка,

основываясь на простых формулах для силы, приведенных в гл. 2. В тех случаях, когда существенно влияние диффузии, для описания движения атомов будем использовать стохастическое уравнение Ланжевена.

а) Монохроматизация атомных скоростей

Укажем прежде всего основные оценки, относящиеся к изменению скоростей ансамбля двухуровневых атомов в поле плоской монохроматической бегущей световой волны.

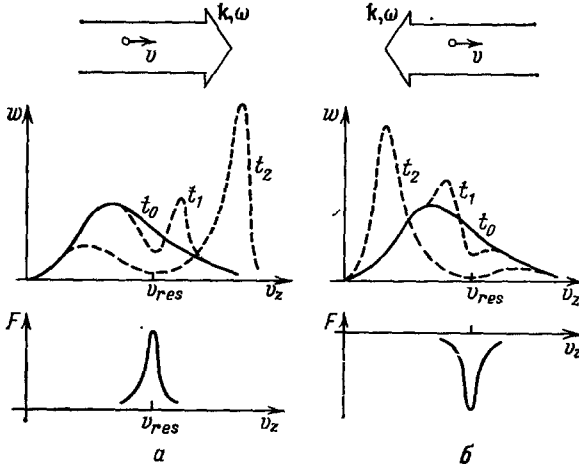


Рис. 8. Качественный характер деформации скоростного распределения $w(v_z)$ ансамбля атомов в поле бегущей световой волны и зависимость силы светового давления F от проекции скорости v_z ($t < t_1 < t_2$).

a — случай движения атомов в направлении волнового вектора световой волны; *b* — случай встречного распространения атомов и световой волны

В этом случае на атом действует сила светового давления (2.15), которая оказывает заметное воздействие на атом, когда его скорость заключена в интервале

$$|kv_z - \Omega| \leq \gamma_s = \gamma(1+G)^{1/2}. \quad (3.1)$$

Изменение скорости атома в интервале (3.1) происходит за характерное время τ_f резонансного взаимодействия атома с волной, которое может быть найдено из уравнения движения атома под действием силы (2.15):

$$\tau_f \approx \frac{2(1+G)^{3/2} \hbar}{G R}. \quad (3.2)$$

При умеренном насыщении атомного перехода, когда $G \approx 1$ (для этого необходима интенсивность волны для разрешенного перехода атома $I \approx \approx 0,1$ Вт/см²), время τ_f имеет порядок 10^{-5} – 10^{-6} с. Изменение скорости атома за время τ_f составляет величину $\gamma_s/k \approx 10^2$ – 10^3 см/с. За это время атом, имеющий скорость порядка средней тепловой скорости $\bar{v} \approx 10^5$ см/с, проходит расстояние $l = \bar{v}\tau_f \approx 0,1$ – 1 см.

Рассмотрим теперь случай атомного ансамбля, все атомы которого имеют положительные начальные скорости v_z , взаимодействующего со световой волной, распространяющейся в направлении оси z (рис. 8, *a*). В этом случае сила светового давления увеличивает со временем скорости резонансных атомов, что приводит к образованию провала в распределении скоростей атомов с центром на $v_{res} = \Omega/k$. Образование провала, в свою очередь, сопровождается формированием пика ускоренных атомов с центром на скорости, большей v_{res} . При достаточно длительном взаимодействии практически все атомы увеличивают скорости, так что из начального широкого распределения всегда образуется узкое моноскоростное распределение атомов. Аналогичным образом при распространении световой волны навстречу атомному пучку при резонансной скорости $v_{res} = -\Omega/k$ образуется провал в распределении скоростей атомов (рис. 8, *b*). Узкое скоростное распределение атомов в этом случае образуется при скорости, меньшей v_{res} . Таким образом, действие силы светового давления приводит к образованию из любого начального широкого распределения более узкого скоростного распределения, т.е. к *монохроматизации атомов* в пространстве скоростей^{29,42–49}.

Количественное описание скоростной монохроматизации атомов под действием силы светового давления $F = MA_z$ (M и A_z — масса и ускорение

атома) можно получить на основе уравнения Лиувилля, которое описывает эволюцию функции распределения атомов по скоростям $w = w(v_z, t)$:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v_z} (A_z w) = 0. \quad (3.3)$$

Пусть начальное распределение скоростей атомов соответствует распределению атомов в пучке от источника с температурой T :

$$w(v_z, 0) = 4\pi^{-1/2} \bar{v}^{-3} v_z^2 \times \exp(-v_z^2/\bar{v}^2), \quad v_z \geq 0, \quad (3.4)$$

где $\bar{v} = (2k_B T/M)^{1/2}$ — средняя скорость атома.

Будем рассматривать случай замедления атомного пучка, когда световая волна распространяется навстречу атомному пучку. В этом случае расстройка Ω отрицательна, а величина ускорения атома A_z равна

$$A_z = -\gamma v_{\text{rec}} \frac{G}{1 + G + [(\Omega + kv_z)^2/\gamma^2]}. \quad (3.5)$$

Результат численного решения уравнения Лиувилля (3.3) для этого случая показан на рис. 9. Средняя скорость атома была выбрана равной $\bar{v} = 48\gamma/k$. Из рис. 9 видно, что деформация скоростного распределения происходит действительно за время порядка τ_f . Численные значения величин, указанных на рис. 9, зависят от параметров атомного перехода. Пусть, например, встречная световая волна взаимодействует с пучком атомов Са на резонансном переходе 4S—4P. В этом случае размерные величины равны:

$$\gamma/k = 740 \text{ см/с}, \quad (kv_{\text{rec}})^{-1} = 2,9 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad \bar{v} = 3,5 \cdot 10^4 \text{ см/с при } T = 300 \text{ К.}$$

б) Роль импульсной диффузии

Монохроматизация атомных скоростей всегда происходит только до определенного предела, определяемого диффузией скоростей. Учет влияния диффузии скоростей на эволюцию скоростного распределения атомов требует решения соответствующего уравнения Фоккера — Планка ^{45,29}. Для пространственно-однородного одномерного ансамбля атомов в поле плоской бегущей волны уравнение Фоккера — Планка имеет вид

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v_z} (A_z w) = \frac{\partial^2}{\partial v_z^2} (C_{zz} w), \quad (3.6)$$

где C_{zz} — коэффициент скоростной диффузии. Приближенное значение последнего определено соотношением (2.35).

На рис. 9 представлены численные решения уравнения (3.6), выполненные при тех же параметрах, что и решения уравнения Лиувилля (3.3). Сравнение этих решений с решениями уравнения (3.3) показывает, что с увеличением времени диффузия разрушает скоростную монохроматизацию атомов. Относительный вклад диффузии зависит от времени взаимодействия атомов с полем и от ширины начального распределения скоростей атомов. В частности, для выбранного на рис. 9 достаточно широкого начального

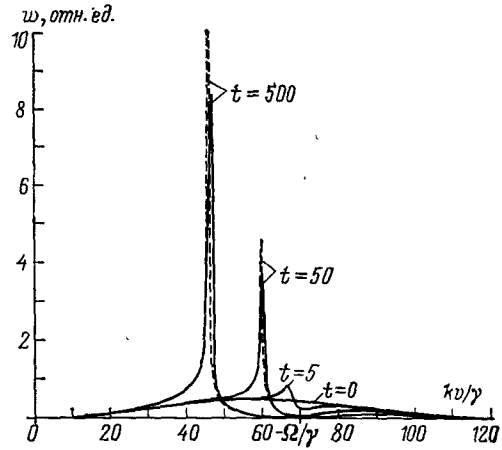


Рис. 9. Эволюция скоростного распределения пространственно-однородного атомного пучка, облучаемого встречной световой волной. Расстройка $\Omega = -70\gamma$, параметр насыщения $G = 10$. В качестве единиц времени и скорости выбраны величины $(kv_{\text{rec}})^{-1}$ и γ/k . Штриховыми линиями показаны решения уравнения Лиувилля, сплошными — решения уравнения Фоккера — Планка

распределения вклад диффузии становится существенным при временах $t \gg (kv_{\text{rec}})^{-1} = \hbar/2R$.

Минимальная ширина скоростного распределения при монохроматизации атомов световым полем рассчитывалась во многих работах ^{29,45,46}. Простая оценка минимальной ширины может быть получена с помощью стохастического уравнения Ланжевена. Рассмотрим атомы, которые при $t = 0$ находились в резонансе с волной, направленной навстречу движению атомов (рис. 10). При $t = 0$ функция распределения по скоростям (нормированная для удобства на один атом) для резонансных атомов является δ -функцией:

$$w(v_z, 0) = \delta(v_z - v_{\text{res}}), \quad (3.7)$$

где $v_{\text{res}} = -\Omega/k$. При $t > 0$ движение резонансных атомов описывается уравнением Ланжевена:

$$\frac{dv_z}{dt} = A_z + \xi(t), \quad (3.8)$$

где ускорение A_z определяется выражением (3.5), а $\xi(t)$ есть стохастическая сила, ответственная за диффузию атомных скоростей, для которой справедливо соотношение $\langle \xi(t) \rangle = 0$.

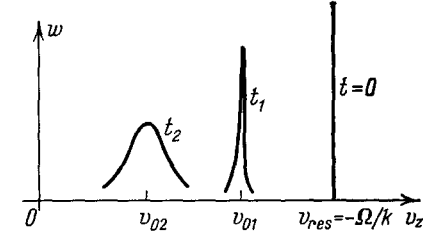


Рис. 10. Сдвиг средней скорости v_0 и уширение скоростного распределения атомов, которые при $t = 0$ находились в резонансе с излучением.

Атомы движутся навстречу световой волне. Средние скорости v_{01} , v_{02} соответствуют временам $t_1 < t_2$.

Уравнение (3.8) описывает изменение средней скорости v_0 и уширение скоростного распределения резонансных атомов. Для того чтобы найти уширение скоростного распределения, следует разделить эти два процесса. Для этого удобно ввести относительную скорость $u = v_z - v_0$. Ширина скоростного распределения монохроматизированных атомов, как будет ясно из решения уравнения (3.8), мала по сравнению со скоростным интервалом $\gamma \sqrt{1 + G/k}$. Поэтому силу $MA_z(v_0 + u)$ можно разложить в ряд по скоростям u . С учетом первых двух членов разложения уравнение (3.8) сводится к уравнению изменения средней скорости v_0

$$\frac{dv_0}{dt} = -\gamma v_{\text{rec}} \frac{G}{1 + G + [(\Omega - kv_0)^2/\gamma^2]} \quad (3.9)$$

и к уравнению Ланжевена для относительной скорости u

$$\frac{du}{dt} = -\beta u + \xi(t), \quad (3.10)$$

где коэффициент динамического трения

$$\beta = \frac{4R}{\hbar} \frac{G(|\Omega| - kv_0)/\gamma}{1 + G + [(\Omega - kv_0)^2/\gamma^2]} \quad (3.11)$$

Уравнение (3.10) описывает релаксацию скоростного распределения резонансных атомов к стационарному распределению, ширина которого зависит от средней скорости v_0 . Характерное время релаксации скоростного распределения, согласно (3.10), определяется обратной величиной коэффициента трения: $\tau_v = \beta^{-1}$. Время τ_v , согласно (3.11), является нелинейной функцией средней скорости. При средней скорости

$$v_0 = \frac{|\Omega| - \gamma_S}{k} - v_{\text{res}} - \frac{\gamma_S}{k} \quad (3.12)$$

время релаксации достигает минимального значения

$$\tau_v^m = \frac{\hbar(1+G)^{3/2}}{GR} \quad (3.13)$$

Это время по порядку величины совпадает с временем τ_f , определяемым выражением (3.2).

Таким образом, за время $t \approx \tau_v^m \approx \tau_f$ устанавливается стационарное скоростное распределение атомов. Стационарным решением уравнения (3.10) является максвелловское распределение

$$w(u) = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T_z}} \exp\left(-\frac{Mu^2}{2k_B T_z}\right) \quad (3.14)$$

с температурой, определяемой коэффициентом скоростной диффузии и коэффициентом динамического трения

$$T_z = \frac{MC_{zz}}{k_B \beta}. \quad (3.15)$$

В момент образования узкого распределения монохроматизированных атомов, когда $t \approx \tau_f \approx \tau_v^m$ и $v_0 \approx (|\Omega| - \gamma_S)/k$, температура (3.15) определяется выражением

$$T_z \approx \frac{\hbar \gamma_S}{2k_B}. \quad (3.16)$$

Ширина скоростного распределения δv_z связана с температурой T_z соотношением

$$\delta v_z = \sqrt{\frac{2k_B T_z}{M}}.$$

Отсюда видно, что величина δv_z оказывается меньше скоростного интервала γ_S/k в отношении $\sqrt{\hbar \gamma_S/R}$, которое обычно имеет порядок величины 10—100.

При $v_0 = 0$, когда замедляющая сила светового давления останавливает атомы, оценка для минимально возможной температуры имеет вид (при $|\Omega| \gg \gamma_S$):

$$T_z = \frac{\hbar |\Omega|}{4k_B}. \quad (3.17)$$

В упоминавшемся выше случае атомов Са при параметрах $G = 10$ и $|\Omega| = 48\gamma$ в момент образования узкого скоростного распределения имеем $T_z \approx 8 \cdot 10^{-4} \text{К}$, а при $v_0 = 0$ имеем $T_z \approx 10^{-2} \text{К}$.

в) Трудности и требования экспериментов

1) Два этапа эволюции распределения скоростей

Временную эволюцию функции распределения скоростей атомного пучка, замедляемого лазерным излучением, можно разбить на два этапа ^{29,48,49}.

Первый этап характеризуется установлением узкого скоростного распределения (кинетический этап эволюции). Характерное время установления скоростного распределения ²⁹

$$\tau_1 \approx \tau_v^m \approx \frac{(1+G)^{3/2}}{Gkv_{\text{rec}}}. \quad (3.18)$$

За это время сила светового давления изменяет скорости резонансных атомов на величину порядка $\Delta v_z \approx \gamma_S/k$, а ширина узкого пика скоростного распределения достигает значения $\delta v_z \approx (2\hbar \gamma_S/M)^{1/2}$.

Вторым этапом эволюции скоростного распределения является этап замедления атомного ансамбля до нулевых скоростей («газодинамический этап эволюции») ^{29,48,49}. Соотношение между временами первого и второго этапов определяется отношением между характерным скоростным интервалом действия силы светового давления (порядка $\gamma \sqrt{1+G}/k$) и начальной скоростью атомного ансамбля ($v_0 \approx |\Omega|/k$), резонансной лазерному излучению. Для случая $|\Omega| \gg \gamma \sqrt{1+G}$, означающего, что изменение скоро-

стей атомов в процессе замедления превышает характерный скоростной интервал действия силы светового давления, время второго этапа ⁴⁹

$$\tau_2 \approx \frac{(|\Omega|/\gamma)^3}{3Gkv_{\text{rec}}} \gg \tau_1. \quad (3.19)$$

Характерная продолжительность второго этапа, при использовании резонансных переходов в атоме, составляет величину $\tau_2 = 10^{-3} - 10^{-2}$ с, а соответствующие длины взаимодействия излучения с пучком равны: $l \approx 1 - 10$ м. Ясно, что использование таких больших длин взаимодействия представляется мало перспективным для получения медленных атомов. Другими словами, возникает необходимость эффективного смещения скоростного пика из центра распределения в область нулевых скоростей.

Рассмотрим основные проблемы, которые возникают в экспериментах по получению потоков охлажденных атомов.

2) Цикличность взаимодействия

При встречном облучении атомного пучка резонансным лазерным излучением изменение скорости атома при переизлучении N фотонов равно $\Delta v = Nv_{\text{rec}}$. Для случая когда изменение скорости атома сравнимо с его средней скоростью в пучке \bar{v} , число переизлученных фотонов должно быть порядка $N \approx \bar{v}/v_{\text{rec}} \approx 10^4 - 10^5$. Такое большое значение необходимого числа переизлученных фотонов обусловлено малой величиной импульса фотона по сравнению со средним тепловым импульсом атома. Значительная величина числа переизлученных фотонов показывает, что для существенного изменения скорости атома необходимо достижение длительного циклического взаимодействия атома с резонансным излучением. Основными причинами, приводящими в эксперименте к потере цикличности взаимодействия атома с излучением, являются либо оптическая накачка на один из подуровней сверхтонкой структуры атома, либо нестабильность частоты лазерного излучения.

3) Допплеровский сдвиг

При замедлении атомов лазерным излучением происходит изменение доплеровского сдвига частоты поглощения отдельного атома относительно частоты лазерного излучения. При этом эффективность замедления атомов резко падает. Характерное значение изменения скорости атома в процессе монохроматизации равно $\Delta v \approx \gamma_s/2\pi \approx 10^2 - 10^3$ см/с, что составляет незначительную часть ширины первоначального скоростного распределения. Для дальнейшего эффективного замедления атомов необходимо устранить образовавшийся доплеровский сдвиг.

К настоящему времени реализованы три способа устранения доплеровского сдвига при замедлении атомов: 1) изменение частоты лазера вслед за изменяющейся частотой поглощения атома, 2) изменение частоты атомного перехода с помощью магнитного поля, 3) полевое увеличение ширины линии поглощения атомов за счет увеличения интенсивности лазерного излучения.

4) Диффузия и геометрический разлет атомов

Как уже отмечалось, скоростная монохроматизация неизбежно сопровождается диффузией атомов, как в пространстве скоростей, так и в координатном пространстве. В результате этих эффектов происходит, во-первых, нагрев атомов, во-вторых, увеличение поперечного размера атомного пучка. В том случае, когда уменьшение скоростей атомов достаточно велико ($\Delta v \approx \bar{v}$), увеличение поперечного размера атомного пучка, как будет показано ниже, может быть значительным. К увеличению поперечного размера пучка приводит также и его конечная расходимость, определяющая попе-

речную составляющую скорости атомов. Действительно, уменьшение продольной составляющей скорости увеличивает время пролета через зону взаимодействия, а поскольку при этом поперечная скорость атомов меняется слабо, то увеличение времени пролета приводит к увеличению поперечного размера атомного пучка в конце зоны взаимодействия.

Как диффузия, так и геометрический разлет атомов приводят к поперечному смещению атомов за пределы лазерного луча и к прекращению их дальнейшего взаимодействия с лазерным полем. Увеличение поперечного размера атомного пучка можно оценить из следующих простых соображений. После рассеяния атомом N фотонов его поперечная скорость становится равной

$$v_{\perp} \approx \frac{1}{2} v_0 \Delta\varphi + v_{\text{rec}} \sqrt{\frac{N}{3}}, \quad (3.20)$$

где $\Delta\varphi$ — угловая расходимость атомного пучка, v_{rec} — скорость отдачи. Соответственно поперечный размер атомного пучка определяется выражением

$$d = \int_0^{t_{\text{int}}} v_{\perp} dt. \quad (3.21)$$

Число фотонов, переизлученных атомом в режиме равнозамедленного движения, равно

$$N = \frac{at_{\text{int}}}{v_{\text{res}}}, \quad (3.22)$$

где a — ускорение атома, t_{int} — время взаимодействия атома с излучением. Увеличение поперечного размера атомного пучка за счет диффузии и геометрического разлета согласно (3.20) — (3.22) определяется выражением

$$d \approx \frac{1}{2} v_0 \Delta\varphi t_{\text{int}} + \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{av_{\text{rec}} t_{\text{int}}^3}. \quad (3.23)$$

При характерных параметрах $a = 10^8$ см/с², $t_{\text{int}} = 10^{-3}$ с, $\Delta\varphi = 10^{-2}$ рад получаем $d \approx 15$ мм.

5) Насыщение возбуждаемого перехода

Насыщение перехода играет двойную роль. Во-первых, только в режиме насыщения обеспечивается максимальная скорость переизлучения атомом фотонов, а значит, минимальная длина взаимодействия с лазерным излучением при заданной величине уменьшения скорости атомов. Во-вторых, использование достаточно большого насыщения атомного перехода обеспечивает резонанс излучения с атомами в интервале скоростей, сравнимом с шириной первоначального скоростного распределения.

г) Эксперименты по лазерному охлаждению атомных пучков

Большинство экспериментальных исследований скоростной монохроматизации и радиационного замедления к настоящему времени проведено при коллинеарном взаимодействии атомного пучка с лазерным излучением, поскольку только в такой геометрии возможно формирование потоков медленных атомов. Используются три резонансных метода радиационного замедления, отличающиеся способом устранения доплеровского сдвига между частотой атомного перехода и частотой лазерного излучения.

Впервые о замедлении атомов сообщалось в работах ^{11, 12}, в которых была продемонстрирована возможность импульсного замедления атомного пучка путем сканирования частоты лазерного излучения вдоль доплеровского кон-

тура линии поглощения. В этом случае эффективное воздействие излучения на атом осуществлялось за счет непрерывной подстройки частоты лазера под резонансную частоту замедляющегося атома. Дальнейшим развитием этого метода явились эксперименты^{18,17,50}, в которых частота атомного перехода непрерывно подстраивалась с помощью неоднородного магнитного поля под фиксированную частоту лазера (*сканирование частоты атомного перехода*). Третий метод^{13-15,51,52} радиационного замедления атомного пучка основан на использовании большой интенсивности лазерного излучения с фиксированными частотами в пределах доплеровской линии поглощения атомов (*стационарная монохроматизация*).

Рассмотрим каждый из перечисленных подходов в отдельности.

1) Сканирование частоты лазера

Для значительной деформации скоростного распределения давлением лазерного излучения со сканируемой частотой ω_l необходимо в каждый момент времени выполнение условия

$$\omega_l(t) = \omega_0 - kv, \tag{3.24}$$

обеспечивающего максимальное значение силы светового давления (2.15). Дифференцируя (3.24) по времени и используя выражение (2.15) для силы светового давления, можно определить, что оптимальной является скорость сканирования частоты

$$\frac{d\omega_l}{dt} = \frac{2R\gamma}{\hbar} \frac{G}{1+G}. \tag{3.25}$$

Все исследования проводились с пучком атомов натрия, взаимодействующих с лазерным излучением на переходе $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ (рис. 11). Длительное циклическое взаимодействие атома с излучением в работах^{11,12}

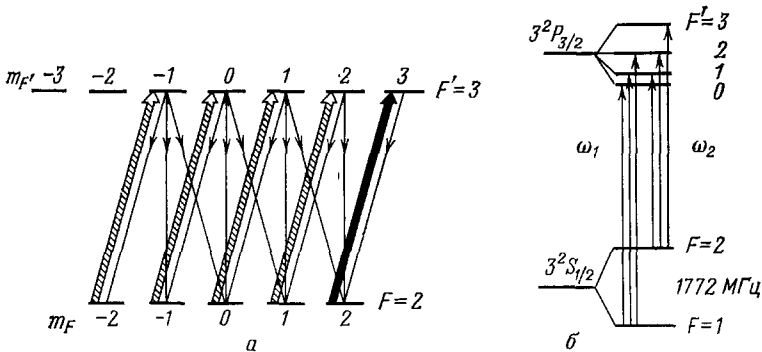


Рис. 11. Основной и первый возбужденный уровни атома натрия и схемы циклического взаимодействия с лазерным излучением.

а — взаимодействие с одночастотным σ^+ -поляризованным излучением, б — взаимодействие с двухчастотным излучением

достигалось с помощью предварительной оптической ориентации атома поляризованным по кругу σ^+ лазерным излучением (см. рис. 11, а). Для этого излучение лазера настраивалось в резонанс с переходом $3S_{1/2}$ ($F = 2$) — $3P_{3/2}$ ($F' = 3$). Излучение возбуждало переходы с изменением магнитного квантового числа $\Delta m_F = 1$. В результате вынужденных и спонтанных переходов атом очень быстро оказывался на подуровне $F = 2$, $m_F = 2$. Время ориентации при интенсивности лазерного излучения $I_l \approx 0,1 \text{ Вт/см}^2$ составляло около $100 \tau_{sp} = 1,6 \text{ мкс}$, что было существенно меньше времени пролета атомов через зону взаимодействия ($\approx 1 \text{ мс}$).

Переходы $F = 2$ ($m_F = 2$) — $F' = 3$ ($m_{F'} = -2, -1, 0, 1, 2$) запрещены в рассматриваемом случае по правилам отбора. Таким образом, атом,

оказавшись на подуровне $F = 2$, $m_F = 2$, циклически взаимодействовал с излучением, совершая переходы между двумя квантовыми состояниями.

В работе ⁵³ циклическость взаимодействия обеспечивалась с помощью двухчастотного возбуждения атомов натрия с двух подуровней сверхтонкой структуры основного состояния (см. рис. 11, б). Двухчастотное лазерное излучение формировалось при прохождении одномодового лазерного излучения через электрооптический модулятор. На выходе модулятора, кроме основной частоты, появлялись боковые составляющие, отстоящие от основной частоты на расстояние, равное частоте модуляции кристалла.

На рис. 12 показана упрощенная схема экспериментов ^{11,12,53} по монохроматизации скоростного распределения пучка атомов натрия, замедляемого встречным лазерным излучением. В данной схеме коллимированный

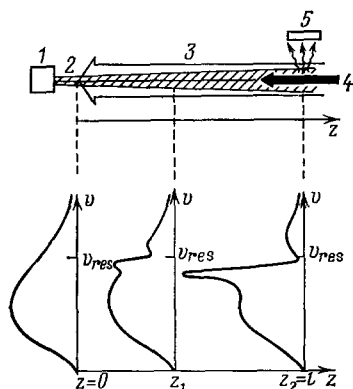


Рис. 12. Схема эксперимента ^{11,12} по наблюдению скоростной монохроматизации атомного пучка. 1 — источник пучка, 2 — пучок атомов, 3, 4 — лазерные лучи, 5 — детектор флуоресценции. Внизу показана деформация скоростного распределения для двух различных длин области взаимодействия атомов с излучением

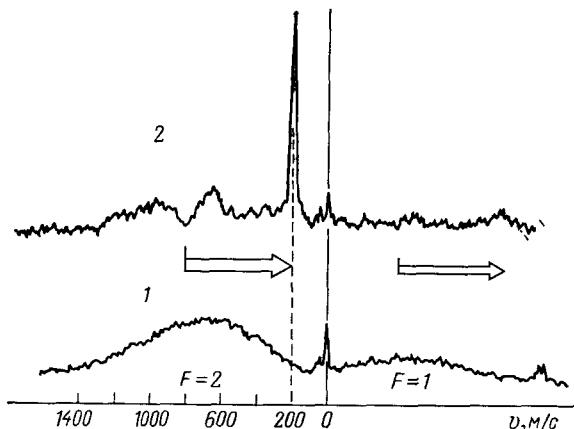


Рис. 13. Радиационное замедление атомов натрия при сканировании частоты лазерного излучения ⁵³.

Кривая 1 показывает первоначальное скоростное распределение, кривая 2 — скоростное распределение после взаимодействия атомов с лазерным излучением. Стрелки указывают направления и диапазоны сканирования частот лазерного поля

пучок атомов 2, испускаемый из источника 1, облучался встречным световым лучом 3, частота которого была настроена в резонанс с переходом $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$. Скоростное распределение атомов вдоль оси атомного пучка определялось по сигналу флуоресценции, возбуждаемой пробным лазерным лучом 4. Пробный луч был одночастотным со сканируемой частотой и распространялся под небольшим углом к атомному пучку. Для того чтобы сильный лазерный луч не искажал сигнал флуоресценции, возбуждаемой пробным лучом, интенсивный лазерный луч периодически на время регистрации прерывался механическим прерывателем. Сигнал флуоресценции регистрировался только в те интервалы времени, когда сильный луч был выключен прерывателем.

На рис. 13 показана одна из экспериментальных зависимостей интенсивности флуоресценции от частоты пробного лазерного луча ⁵³. Кривая 1 представляет собой первоначальное скоростное распределение атомного пучка, измеренное на подуровнях $F = 1$ и $F = 2$ основного состояния. Кривая 2 непосредственно отражает продольное скоростное распределение атомов в пучке, возникшее в результате замедления атомов встречным лазерным излучением. Стрелки указывают направления и диапазон сканирования частоты лазерного поля. Средняя скорость атомов, находящихся в пределах узкого скоростного распределения, $\bar{v} \approx 2 \cdot 10^4$ см/с, ширина скоростного распределения $\Delta v \approx 2 \cdot 10^3$ см/с.

2) Сканирование частоты атомного перехода

Другой возможностью обеспечения длительного резонансного взаимодействия атомов с лазерным излучением при замедлении атомного пучка является использование фиксированной частоты лазера и сканирование частоты атомного перехода. Частоту атомного перехода можно изменять либо электрическим полем за счет эффекта Штарка, либо магнитным полем за счет эффекта Зеемана. Режим изменения величины поля должен быть таким, чтобы сдвиг частоты атомного перехода из-за взаимодействия с электрическим или магнитным полем совпадал с доплеровским сдвигом.

В работах ^{16,17} такой режим резонансного взаимодействия достигался следующим образом. Пучок атомов натрия распространялся в неоднородном магнитном поле, изменяющемся по линейному закону вдоль оси пучка. В магнитном поле происходило расщепление и сдвиг магнитных подуровней и, соответственно, изменение частоты перехода между подуровнями основного и возбужденного состояний.

Для резонансного перехода $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ атома натрия постоянная зеемановского смещения частоты перехода в случае циркулярно поляризованного излучения составляет величину $\gamma_z = 14$ ГГц/Тл. Изменение частоты поглощения атома из-за изменения доплеровского сдвига компенсировалось магнитным полем, изменяющимся по следующему закону: $B = B_0 + B_0 \sqrt{1 - (2az/v^2)}$, где B_0 — постоянное магнитное поле, а второй член суммы есть переменная в пространстве магнитное поле, a — ускорение атома. Для $B_0 = 0,16$ Тл, $B_0 = 0,05$ Тл осуществлялось резонансное взаимодействие излучения с атомами, имеющими начальную скорость $v_0 = 900$ м/с, на расстоянии $l = 90$ см.

В эксперименте основное лазерное излучение (поляризованное по кругу) возбуждало переход $3S_{1/2}$ ($F = 2$, $m_F = 2$) — $3P_{3/2}$ ($F' = 3$, $m_{F'} = 3$) атома натрия. Использование постоянного магнитного поля B_0 позволяло избежать паразитной оптической накачки на подуровень $F = 1$ основного состояния (см. рис. 11), поскольку в магнитном поле такой величины расщепление магнитных подуровней значительно превышает радиационные ширины подуровней. В этом случае вероятность перехода ($F = 2$, $m_F = 2$) — ($F' = 3$, $m_{F'} = 3$) на много порядков больше вероятностей других возможных переходов ¹⁶.

На рис. 14, а представлена схема экспериментальной установки, использованной для замедления атомов натрия при сканировании частоты атомного перехода. Замедляющее лазерное излучение направлялось навстречу атомному пучку. Интенсивность лазерного излучения составляла 30 мВт, диаметр лазерного луча 5 мм. На всей длине взаимодействия — от атомной пушки до зоны регистрации — атомный пучок распространялся внутри лазерного луча. Распределение атомов по скоростям регистрировалось в конце зоны взаимодействия вторым лазерным излучением (одномодовым и перестраиваемым по частоте вдоль доплеровского контура линии поглощения атомного пучка). Во время регистрации сильное поле перекрывалось механическим прерывателем.

На рис. 14, б показана деформация скоростного распределения. Точками изображено первоначальное скоростное распределение. Два пика в левой части рисунка представляют собой сигналы флуоресценции от атомного пучка при возбуждении его перпендикулярным лазерным лучом. Их положение на частотной шкале указывает нулевую продольную скорость атомов, v_0 — скорость атомов, резонансных с излучением в начале взаимодействия, v_c — средняя скорость узкого скоростного распределения, сформировавшегося в процессе взаимодействия атомов с лазерным излучением. Ширина пика скоростного распределения (Δv) составляет величину $v_c/10$.

Минимальная скорость, которая достигнута в этом эксперименте, составляет $v_{\min} = 4 \cdot 10^3$ см/с. Минимальная ширина скоростного распределе-

ния $\Delta v_{\min} \approx 10^3$ см/с, что соответствует эффективной температуре 0,07 К. Как утверждают авторы, предельное значение скорости v_{\min} определялось двумя причинами: а) рассеянием атомного пучка на парах натрия в камере,

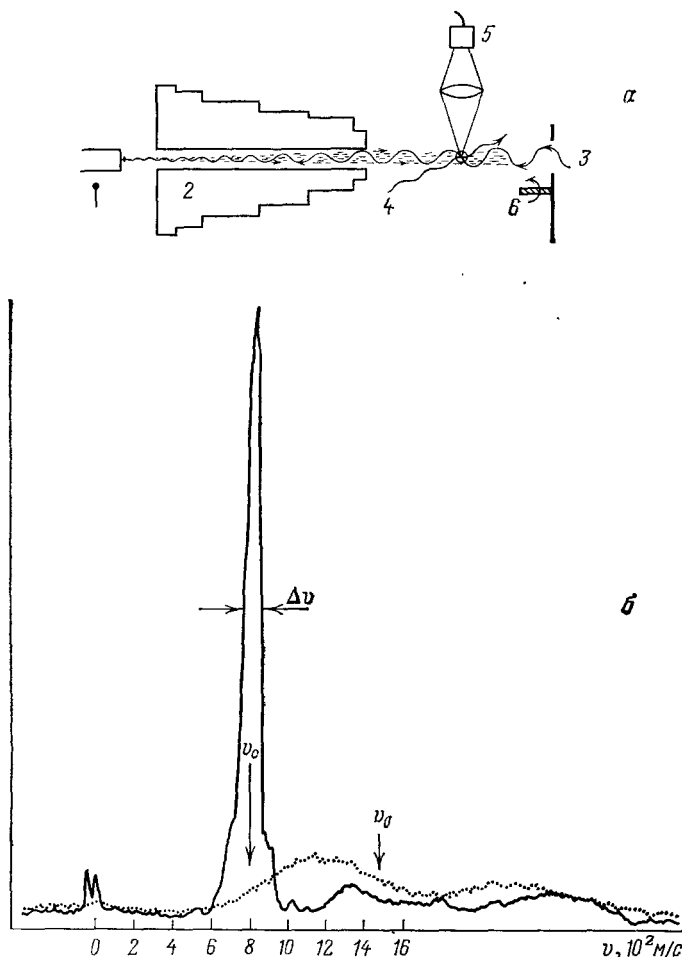


Рис. 14. а — Схема эксперимента по замедлению атомов натрия при сканировании частоты атомного перехода (1 — источник атомов, 2 — соленоид, 3 — сильное лазерное поле, 4 — зондирующий лазерный луч, 5 — детектор атомов, 6 — механический прерыватель света); б — продольное охлаждение атомного пучка при сканировании частоты атомного перехода¹⁶ (точками показано первоначальное скоростное распределение; положения двух пиков слева соответствуют нулевым скоростям; v_0 — скорость атомов, находившихся в резонансе с излучением в начале взаимодействия, Δv — ширина пика монохроматических атомов, v_c — центральная скорость пика)

б) скоростной диффузией атомов. Плотность атомов при минимальной температуре составляла $n = 10^5$ ат/см³.

Отметим, что одним из основных параметров, характеризующих процесс лазерного замедления атомов, является плотность атомов в единичном скоростном интервале при малых скоростях dn/dv . В данном эксперименте этот параметр составлял $dn/dv \approx 10^2$ (ат/см³)/(см/с).

3) Стационарная монохроматизация

При стационарной монохроматизации как частота лазерного излучения, так и частота атомного перехода при взаимодействии атомов пучка с излучением фиксированы. Стационарная монохроматизация была реализована с

атомами натрия в работах ^{14,15}. Цикличность взаимодействия атомов с излучением достигалась использованием двухмодового лазерного излучения (см. рис. 11, б). Расстояние между аксиальными модами выбиралось равным расстоянию между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния. Одна из мод возбуждала атомы натрия на переходе $3S_{1/2} (F = 1) - 3P_{3/2}$, другая — на переходе $3S_{1/2} (F = 2) - 3P_{3/2}$. Ясно, что при таком возбуждении атома при любых поляризациях лазерного излучения обеспечивалось его надежное возбуждение с любого подуровня $F = 1, 2$ сверхтонкой структуры основного состояния. Обе моды настраивались в пределах доплеровских контуров линий поглощения указанных выше переходов. При использованных температурах источника атомов перекрытием линий поглощения переходов $3S_{1/2} (F = 1) - 3P_{3/2}$, $3S_{1/2} (F = 2) - 3P_{3/2}$ можно было пренебречь. Обе моды воздействовали на одну и ту же скоростную

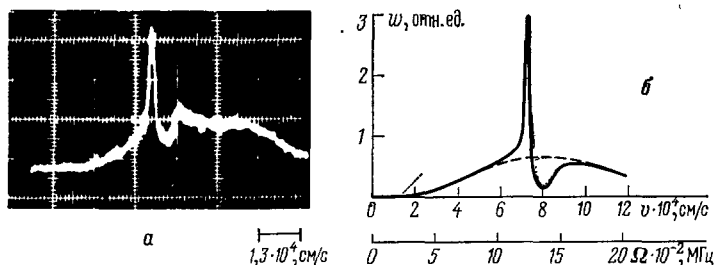


Рис. 15. *a* — Экспериментальный профиль скоростного распределения атомного пучка после облучения атомов натрия резонансным лазерным излучением (длина взаимодействия $l = 20$ см; интенсивность излучения соответствует параметру насыщения $G = 40$); *б* — расчетная зависимость деформации скоростного распределения, полученная решением уравнения Лиувилля (на осциллограмме одно горизонтальное деление равно $1,3 \cdot 10^4$ см/с, в частотной шкале — 220 МГц)

группу атомов и деформировали скоростные распределения на уровнях $F = 1, 2$ одинаковым образом.

На рис. 15, *a* представлен экспериментальный профиль деформированного скоростного распределения, полученный при стационарной монохроматизации атомного пучка. Данная кривая непосредственно отражает продольное скоростное распределение атомов в пучке, возникшее в результате нелинейного замедления атомов встречным лазерным излучением. При получении зависимости $w(v)$ лазерный луч был настроен в резонанс с атомами, находящимися в максимуме начального теплового распределения скоростей. Наблюдавшаяся в эксперименте деформация скоростного распределения была в основном обусловлена действием силы светового давления. Влияние скоростной диффузии было мало из-за малого времени пролета атомов через область взаимодействия с интенсивным лазерным лучом. При средней тепловой скорости атомов $\bar{v} = 8 \cdot 10^4$ см/с время взаимодействия составляло $\tau = 2,5 \cdot 10^{-4}$ с. За такое время скоростная диффузия могла уширить узкий скоростной пик всего на величину

$$\Delta v_{\text{diff}} \approx \sqrt{C\tau} \approx 300 \text{ см/с,}$$

где для оценки коэффициент диффузии взят в виде $C \approx \nu v_{\text{теп}}^2$. В то же время в условиях эксперимента характерный скоростной интервал изменения силы составлял величину $5,6 \cdot 10^3$ см/с. Так как диффузия скорости в продольном направлении не влияла заметно на деформацию распределения скоростей, то результаты эксперимента оказались близкими к результатам расчета деформации распределения на основе уравнения Лиувилля (3.3). В частности, для сравнения на рис. 15, *б* приведена расчетная зависимость для тех же параметров, что и экспериментальная кривая на рис. 15, *a*. В эксперимен-

тах ^{14,15} отношение ширины начального скоростного распределения к ширине узкого пика монохроматизированных атомов составило величину $\mu = \Delta v_{in} / \Delta v_{fin} = 19$. Такая степень монохроматизации соответствовала понижению температуры относительного движения атомов от начального значения $T_{in} = 573$ К до $T_{fin} = T_{in} / \mu^2 = 1,5$ К. На рис. 16 показаны примеры скоростной монохроматизации атомного пучка натрия при различных временах взаимодействия атомов с излучением. Видно, что с увеличением времени взаимодействия происходит перемещение скоростного пика к нулевой скорости и одновременно уменьшение его амплитуды.

В работе ⁵² было проведено детальное экспериментальное исследование скоростной монохроматизации при замедлении пучка атомов Na резонансным лазерным излучением. Прежде всего было выяснено, что значительное замедление приводит к резкому падению интенсивности атомного пучка (рис. 17, а). Причиной такого радикального падения интенсивности пучка замедленных атомов оказалось поперечное расплывание атомного пучка из-за диффузии скоростей

в поперечном направлении, которое уводило атомы из области взаимодействия с замедляющим лазерным полем.

Были найдены оптимальные условия на конфигурацию лазерного луча,

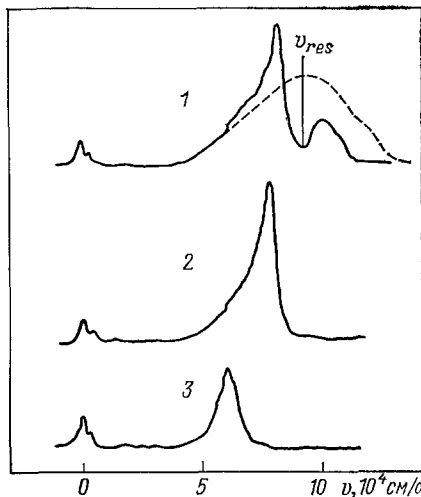


Рис. 16. Стационарная монохроматизация атомного пучка при различных временах взаимодействия с лазерным излучением

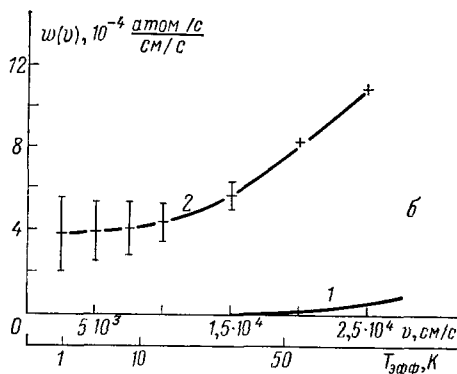
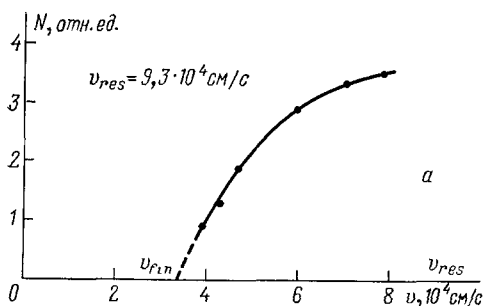


Рис. 17. а — Зависимость концентрации атомов в пике монохроматизированного скоростного распределения атомного пучка от средней скорости пика в процессе замедления; б — распределение скоростей (2) в охлажденном атомном пучке в области малых скоростей. Для сравнения дано распределение скоростей (1) для начального неохлажденного пучка

время и длину взаимодействия, которые обеспечили одновременно как низкие эффективные температуры атомного пучка, так и его высокую интенсивность. В результате был получен интенсивный стационарный поток атомов Na с эффективной температурой 1 К. Интенсивность такого замедленного атомного пучка с $T = 1$ К превышала интенсивность первоначального атомного пучка в $3 \cdot 10^3$ раз (рис. 17, б). При такой температуре плотность атомов в единичном скоростном интервале составляла величину $dn/dv = 2 \cdot 10^3$ (ат/см³)/(см/с).

4. РАДИАЦИОННАЯ КОЛЛИМАЦИЯ И ПОПЕРЕЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМНЫХ ПУЧКОВ

а) Идея метода

В предыдущем разделе рассматривалось воздействие лазерного излучения на продольную составляющую скорости атомов в пучке и возникающее при этом продольное охлаждение атомного пучка. Вопрос же о поперечных скоростях атомов пучка обсуждался лишь в связи с их незначительным увеличением за счет диффузии.

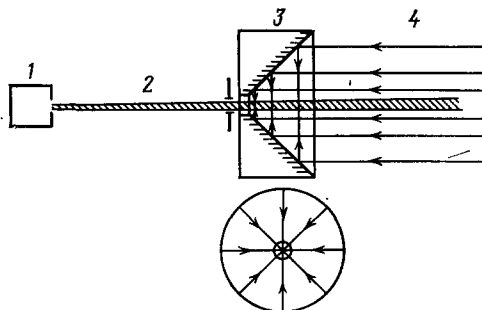


Рис. 18. Схема радиационного коллиматора атомного пучка

1 — источник атомного пучка, 2 — пучок атомов, 3 — конический аксикон, 4 — световая волна, падающая на аксикон. Внизу показаны направления распространения светового поля внутри аксикона

Такое пренебрежение поперечной скоростью атомов пучка оправдано лишь на определенном этапе продольного охлаждения, когда продольная скорость существенно больше поперечной. Типичные значения расходимости атомных пучков равны 10^{-2} — 10^{-3} рад, поэтому при замедлении атомов в 10^2 — 10^3 раз продольная скорость становится сравнимой с поперечной, а расходимость атомного пучка приближается к 1 рад. Последнее означает, что на определенном этапе замедления атомного пучка необходимо осуществлять его поперечное охлаждение.

Несмотря на полное понимание физических идей, лежащих в основе методов радиационного охлаждения атомов, только недавно были найдены конкретные схемы облучения атомов, обеспечивающие поперечное охлаждение атомных пучков. Эти схемы основаны на использовании сил резонансного светового давления, действующих на атомы в аксиально-симметричных световых полях, для уменьшения скоростей атомов поперек оси атомного пучка. Любопытно отметить, что впервые возможность уменьшения поперечных скоростей атомного пучка путем двумерного радиационного охлаждения была отмечена в работе ⁷.

Одна из схем ⁵⁴ радиационного поперечного охлаждения пучка атомов показана на рис. 18. В данной схеме пучок атомов 2, исходящий из источника 1, облучается аксиально-симметричным световым полем 3, частота ω которого сдвинута в красную сторону относительно частоты атомного перехода ω_0 . Аксиально-симметричное поле образовано посредством отражения плоской световой волны 5 от зеркальной конической поверхности 4 (отражательный аксикон). В аксиально-симметричном поле, создаваемом отражаемым аксиконом, на атом, скорость которого направлена от оси конуса, действует сила светового давления, которая при $\omega < \omega_0$ направлена к оси конуса. Благодаря действию данной силы в области аксиально-симметричного поля происходит быстрое сужение скоростного распределения атомов поперек оси конуса. Последнее, в свою очередь, обуславливает резкое уменьшение угловой расходимости атомного пучка, т. е. коллимацию пучка.

б) Коллимация теплового атомного пучка

1) Основные оценки

Приведем простые оценки степени коллимации пучка, движущегося с тепловой скоростью при комнатной температуре ⁵⁴.

Эволюция поперечных атомных скоростей в поле аксикона определяется как радиационным давлением, сужающим поперечное скоростное распре-

ление $w(v_p)$, так и диффузией атомных импульсов, обуславливающей уширение распределения $w(v_p)$. Для поперечных скоростей v_p , удовлетворяющих условию $|v_p| \ll |\Omega|/\hbar$, сила светового давления сводится к силе трения:

$$F_p = -M\beta v_p, \quad (4.1)$$

где коэффициент динамического трения β определен соотношением (3.11). Коэффициент диффузии скорости v_p с точностью до численного коэффициента, определяемого поляризацией поля, совпадает с (2.35), (2.37). Соответственно стационарное распределение поперечных скоростей в аксиконе определяется температурой¹⁰

$$T = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \left(\frac{\gamma}{|\Omega|} + \frac{|\Omega|}{\gamma} \right). \quad (4.2)$$

Используя указанное значение температуры, можно найти угол коллимации пучка атомов, определяющий свободный разлет атомов поперек оси z на выходе аксикона,

$$\theta = \frac{\sqrt{2k_B T/M}}{\bar{v}_z}; \quad (4.3)$$

здесь \bar{v}_z — средняя скорость атомов вдоль оси атомного пучка. Предельное значение угла коллимации равно (при $\Omega = -\gamma$)

$$\theta_{\min} = \frac{\sqrt{2\hbar\gamma/M}}{\bar{v}_z}. \quad (4.4)$$

Для пучка атомов Na, облучаемого на переходе 3S—3P лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 5890 \text{ \AA}$, при $\bar{v}_z = 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ минимальный угол коллимации $\theta_{\min} = 10^{-3}$. Данные численные оценки показывают, что с помощью аксиально-симметричного светового поля можно эффективно уменьшать геометрическую расходимость атомного пучка.

Угол коллимации θ характеризует расходимость пучка атомов только на выходе аксикона. Во внутренней области аксикона расходимость пучка является более слабой, поскольку она определяется не свободным разлетом атомов, а медленным диффузионным уширением пучка.

Приведем оценки расходимости атомного пучка за счет пространственной диффузии атомов. Для этого с помощью соотношения Эйнштейна оценим коэффициент пространственной диффузии. Полагая интенсивность коллимирующего излучения малой ($G \ll 1$) и, считая расстройку равной $\Omega = -\gamma$, получаем

$$D \approx k_B T/\beta \approx \gamma \lambda^2. \quad (4.5)$$

С учетом (4.5) можно уже оценить эффективную расходимость пучка, обусловленную диффузией атомов поперек оси z . Определив угол σ эффективной расходимости как отношение диффузионной ширины пучка к длине пролета атомов $z = \bar{v}_z t_{\text{int}}$, имеем

$$\sigma = \frac{\sqrt{D t_{\text{int}}}}{z} \approx \lambda \sqrt{\frac{\gamma}{z v_z}}. \quad (4.6)$$

Для пучка атомов Na при $z = 10 \text{ см}$ угол расходимости $\sigma \approx 7 \cdot 10^{-5}$, что много меньше θ_{\min} . Таким образом, приведенный численный пример показывает, что облучение теплового атомного пучка аксиально-симметричным полем позволяет транспортировать атомы внутри аксикона с малой расходимостью пучка и без потери атомов.

2) Экспериментальные исследования

Первый эксперимент по радиационной коллимации атомного пучка натрия был осуществлен авторами работы¹⁸ по схеме, изображенной на рис. 18.

Для циклического взаимодействия атомов с излучением использовался двухчастотный лазер на красителе, настроенный на компоненту D_2 линии атома натрия. Разность лазерных частот была выбрана равной 1772 МГц, чтобы одна частота возбуждала атомы с уровня $F = 1$ ($3S_{1/2}$) на уровень $F' = 2$ ($3P_{3/2}$), а вторая — с уровня $F = 2$ ($3S_{1/2}$) на уровень $F' = 3$ ($3P_{3/2}$) (см. рис. 11). В эксперименте регистрировалось распределение интенсивности атомов в зависимости от поперечной координаты. На рис. 19 представлены профили атомного пучка до и после взаимодействия с лазерным излучением.

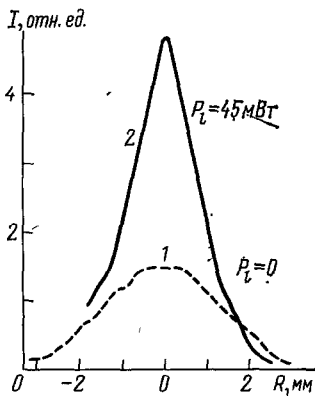


Рис. 19. Распределение интенсивности пучка атомов натрия в поперечном сечении до взаимодействия с лазерным излучением (1) и после взаимодействия (2).

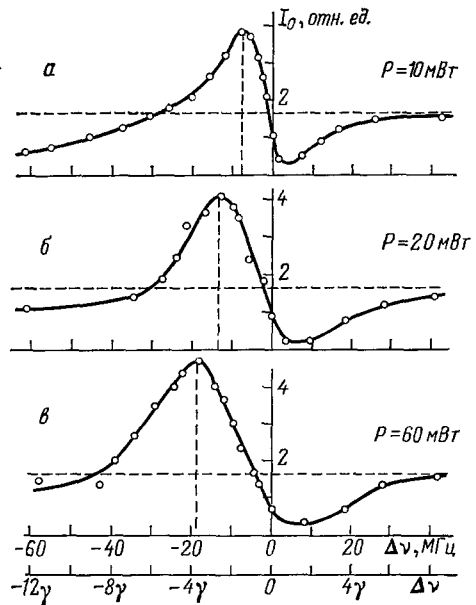


Рис. 20. Радиационная коллимация атомного пучка.

Зависимости интенсивности атомов в центре пучка, облучаемого лазерным полем внутри конического аксикона, от частоты поля

Последние показывают увеличение интенсивности атомов в пучке, а также сужение (коллимацию) атомного пучка. Измерения диаметра атомного пучка до и после взаимодействия с лазерным полем дали возможность рассчитать изменение поперечной скорости атомов в процессе их коллимации. Для случая, изображенного на рис. 19, расчет показал, что поперечная скорость атомов была уменьшена от $5,5 \cdot 10^2$ см/с до 1,6 см/с. Это соответствовало уменьшению температуры поперечного движения от 42 мК до 3,5 мК. Оценки по формуле (4.2) дали достаточно близкое значение температуры (1,8 мК).

Коллимация атомного пучка очень критична к положению частоты лазерного поля по отношению к частоте атомного перехода. В работе¹⁸ были проведены измерения зависимости степени коллимации от частоты излучения. На рис. 20 изображены зависимости интенсивности атомов в центре пучка от частоты коллимирующего поля. Как видно из рисунка, при отрицательных расстройках наблюдается коллимация пучка, при положительных, наоборот, — деколлимация. Такое поведение кривых подтверждает, что наблюдаемый эффект действительно обусловлен силой светового давления, имеющей в поле стоячей световой волны дисперсионную зависимость от частоты лазерного поля¹⁰. Отметим, что помимо силы светового давления на поперечное движение атомов могла оказывать влияние градиентная сила (см. гл. 2), используемая при больших значениях мощности для фокусировки атомных пучков⁵⁵⁻⁵⁷. Оценки, однако, показали, что ее влияние в условиях рассматриваемого эксперимента было пренебрежимо мало. Отметим также, что, как видно из рис. 20, для каждой мощности лазерного излучения существует оптимальное значение частоты коллимирующего поля. Оптимальная

расстройка частоты коллимирующего поля зависит от интенсивности лазерного поля как $\sqrt{1+G}$, что согласуется с расчетами, сделанными в работе ¹⁰.

в) Поперечное охлаждение замедляемого атомного пучка

Атомный пучок, замедляемый давлением встречного лазерного излучения, всегда испытывает поперечное распыливание из-за диффузии атомных скоростей в световом поле. Вследствие этого замедление атомного пучка неизбежно сопровождается потерей медленных атомов. Используя наряду с замедляющим лазерным лучом аксиально-симметричное световое поле, волновые векторы которого направлены поперек оси пучка (рис. 18), можно достичь значительного подавления расходимости атомного пучка. Оценки ⁵⁴ показывают, что при замедлении атомного пучка в схеме рис. 18 минимальная ширина пучка атомов, замедленного до нулевой средней скорости, может составлять величину

$$q_{\min} \approx \frac{\hbar |\Omega|}{\gamma} \sqrt{\frac{\hbar |\Omega|}{6RG}}; \quad (4.7)$$

здесь Ω — расстройка частоты, а G — параметр насыщения для замедляющего лазерного луча.

В случае замедления пучка атомов натрия до нулевой средней скорости его ширина, согласно соотношению (4.7), при параметрах $|\Omega|/\gamma = 50$ и $G = 10$ достигает значения $q_{\min} \approx 0,15$ см. В отсутствие коллимирующего поля ширина пучка должна быть на три порядка больше, т. е. без коллимирующего поля происходит потеря медленных атомов.

Таким образом, комбинация лазерного замедления и коллимации представляется важным шагом на пути получения холодных атомных пучков.

5. РАДИАЦИОННОЕ ТРЕХМЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ

а) Качественное рассмотрение

Рассмотренное выше одномерное и двумерное охлаждение атомов может быть распространено на трехмерное пространство. Существуют различные конфигурации световых полей, обеспечивающих трехмерное охлаждение атомов. Например, можно взять четыре световых луча с частотами $\omega_i < \omega_0$ и направить их из углов к центру правильного тетраэдра. При увеличении числа лучей могут быть созданы и более сложные световые поля. В частности, шесть лучей должны быть направлены из центров граней к центру куба.

Для качественного понимания действия таких световых полей на охлаждение ансамбля атомов рассмотрим простейший случай двух встречных волн одинаковой интенсивности и частоты, распространяющихся вдоль одной из осей координат, например, в направлениях $\pm z$ (поле вида (2.22)). На рис. 21 представлена зависимость силы светового давления для случая двух встречных волн от проекции скорости v_z и профиль достаточно произвольного начального скоростного распределения атомов. Из рис. 21 видно, что при отрицательной расстройке частоты сила светового давления направлена против скорости атомов, а при положительной расстройке направление силы совпадает с направлением скорости v_z . Поэтому в первом случае из начального широкого распределения скоростей с течением времени формируется узкое скоростное распределение с центром при скорости $v_z = 0$. Во втором случае образуются два узких скоростных распределения, смещающихся с течением времени в направлениях $\pm z$.

Случай отрицательной расстройки частоты представляет особый интерес, так как в этом случае уменьшается модуль скорости каждого атома или, другими словами, возникает радиационное охлаждение атомов вдоль оси z ^{7,10}.

Для указанных выше трехмерных световых полей подобное рассмотрение эволюции атомных скоростей вдоль координатных осей приводит к аналогичным выводам, т.е. к возможности уменьшения модулей всех трех

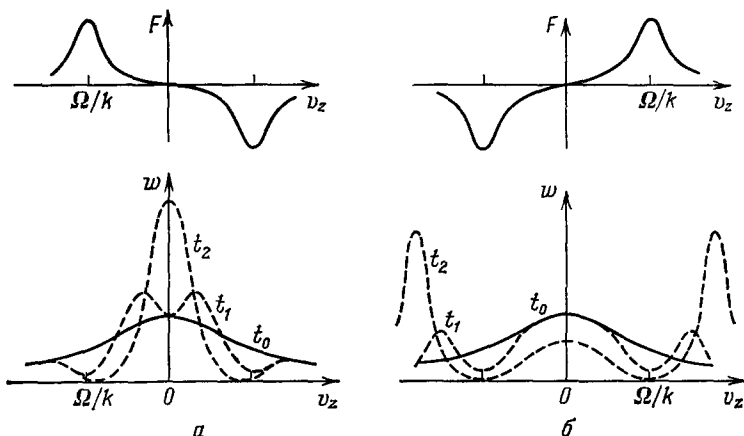


Рис. 21. Зависимость силы светового давления от проекции скорости v_z для случая двух встречных световых волн и деформация скоростного распределения атомов $w(v_z)$ при $\Omega < 0$ (а), $\Omega > 0$ (б) для времен взаимодействия атомов с излучением $t_0 < t_1 < t_2$

проекций скорости атома, что и означает действительное охлаждение атомного ансамбля.

б) Стационарное скоростное распределение

Оценим температуру стационарного атомного ансамбля, описывая движение холодных атомов стохастическим уравнением Ланжевена. Следуя работе ¹⁰, рассмотрим случай охлаждения атомов полем, образованным шестью лучами, направленными из центров граней к центру куба (рис. 22), т. е. трехмерной стоячей световой волной:

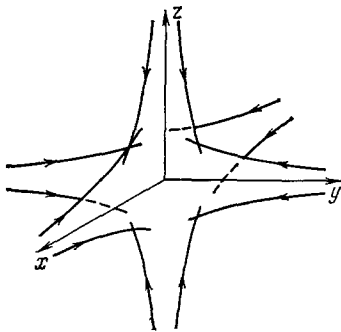


Рис. 22. Центральнo-симметричное поле, образованное шестью лазерными лучами

$$E = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1-6} e_{\alpha} E_0 \exp [i(\mathbf{k}_{\alpha} \mathbf{r} - \omega t)] + \text{к.с.}, \quad (5.1)$$

где \mathbf{k}_{α} и e_{α} — волновые векторы и векторы поляризации каждой из шести волн.

Ограничимся случаем слабого насыщения, когда парциальные параметры насыщения G_{α} удовлетворяют условию

$$G_{\alpha} = \frac{1}{2} \left(\frac{de_{\alpha} E_0}{\hbar \gamma} \right)^2 \ll 1. \quad (5.2)$$

В этом случае можно считать, что сила светового давления является суммой парциальных сил, созданных шестью независимыми волнами. Каждая из парциальных сил в случае слабого насыщения перехода определяется выра-

жением (2.18) в пределе $G \ll 1$:

$$F_{\alpha} = \hbar \mathbf{k}_{\alpha} \gamma G_{\alpha} [1 + (\Omega - \mathbf{k}_{\alpha} \mathbf{v})^2 \gamma^{-2}]^{-1}, \quad (5.3)$$

где параметры G_{α} могут быть различными из-за разной ориентации векторов поляризации отдельных волн.

Аналогично тензор скоростной диффузии может быть записан в виде шести тензоров, отвечающих отдельным волнам. Тогда в соответствии с соотношениями (2.35) и (2.37) компоненты парциального тензора скоростной

диффузии могут быть записаны в виде

$$C_{ii}^{\alpha} = \frac{1}{2} \gamma v_{\text{rec}}^2 (1 + \eta_{ii}^{\alpha}) G_{\alpha} [1 + (\Omega - \mathbf{k}_{\alpha} \mathbf{v})^2 \gamma^{-2}]^{-1}, \quad (5.4)$$

где величины η_{ii}^{α} имеют тот же смысл, что и α_{ii} в (2.35).

Для простоты рассмотрим случай симметричной ориентации векторов поляризации \mathbf{e}_{α} , когда $\eta_{ii}^{\alpha} = 1/3$. Пусть также атомные скорости достаточно малы, т. е.

$$|\mathbf{v}| \ll \frac{|\Omega|}{k}. \quad (5.5)$$

Тогда силы \mathbf{F}_{α} и компоненты тензора C_{ii}^{α} можно разложить в ряды по степеням \mathbf{v} в окрестности точки $\mathbf{v} = 0$. В результате полная сила светового давления, состоящая из суммы парциальных сил, в первом порядке по \mathbf{v} оказывается равной

$$\mathbf{F} = -M\beta\mathbf{v}, \quad (5.6)$$

где β — динамический коэффициент трения, определяемый выражением

$$\beta = \frac{8R}{\hbar} \frac{|\Omega|}{\gamma} G \left(1 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2}\right)^{-1}. \quad (5.7)$$

Для тензора скоростной диффузии в нулевом порядке по \mathbf{v} получаем выражение

$$C_{ii} = C = \frac{4R\gamma G}{M} \left(1 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2}\right)^{-1}. \quad (5.8)$$

Уравнение Ланжевена, описывающее движение холодных атомов под действием силы трения (5.6) и стохастической силы, ответственной за диффузию атомной скорости, имеет вид

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\beta\mathbf{v} + \xi(t). \quad (5.9)$$

Стационарное решение уравнения (5.9) достигается за времена $t \gg \beta^{-1}$ и является максвелловским:

$$w(\mathbf{v}) = \left(\frac{M}{2\pi k_{\text{B}} T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{M\mathbf{v}^2}{2k_{\text{B}} T}\right) \quad (5.10)$$

с температурой ¹⁰

$$T = \frac{MC}{\beta k_{\text{B}}} = \frac{\hbar\gamma}{2k_{\text{B}}} \left(\frac{\gamma}{|\Omega|} + \frac{|\Omega|}{\gamma}\right). \quad (5.11)$$

Минимальная температура атомного ансамбля достигается при $\Omega = -\gamma$ и равна ¹⁰

$$T_{\text{min}} = \frac{\hbar\gamma}{k_{\text{B}}}. \quad (5.12)$$

Условие (5.5), как можно теперь проверить, автоматически выполняется.

Таким образом, радиационное охлаждение атомов в резонансном поле позволяет понижать температуру атомного ансамбля до величины, определяемой естественной шириной атомного перехода. При малых насыщениях ($G \ll 1$) минимальная температура не зависит от интенсивности поля. При типичной естественной ширине линии оптического перехода $\gamma/2\pi \approx 10^7$ Гц минимальная достижимая температура имеет порядок величины $T_{\text{min}} \approx \approx 10^{-3}$ К. Характерное время установления стационарной температуры определяется, согласно (5.9), обратной величиной динамического коэффициента трения: $\tau_{\text{cool}} \approx \beta^{-1}$. В частности, характерное время охлаждения атомного ансамбля при $G \ll 1$ равно

$$\tau_{\text{cool}} \approx \frac{2}{G} \frac{\hbar}{R}. \quad (5.13)$$

Например, для атомов Na (резонансный переход $3S - 3P$) при $G = 0,1$ время $\tau_{cool} = 3 \cdot 10^{-5}$ с.

Более детальное обсуждение различных схем радиационного охлаждения атомных газов может быть найдено в работах ^{10,42-45,58-65}.

6. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

Благодаря успешному развитию лазерных методов охлаждения атомов в последние годы внимание исследователей привлекает проблема стабильной локализации холодных атомов в ограниченной области пространства. Решение этой проблемы могло бы стать следующим логическим шагом в освоении средств манипулирования скоростями и координатами отдельных атомов. Хранение холодных атомов представляется в особенности заманчивым для достижения предельной цели лазерной спектроскопии — измерения с ультравысоким разрешением спектров поглощения единичных атомов.

Проблема локализации нейтральных атомов не получила еще окончательного решения. В то время как для заряженных атомных частиц существуют хорошо разработанные методы локализации в неоднородном статическом электрическом поле в присутствии постоянного магнитного поля (ловушка Пеннинга), либо в неоднородном высокочастотном электрическом поле (радиочастотная ловушка) ⁶⁶, для нейтральных атомов еще не доказана сама возможность стабильной локализации. Тем не менее малость глубины потенциальной ямы, необходимой для локализации холодных атомов, создает определенные надежды на успешное решение и этой проблемы. В то время как для пространственной локализации атомов при комнатной температуре необходима глубина потенциальной ямы порядка $0,1 - 1$ эВ, для локализации атомов с температурой $\sim 10^{-3}$ К достаточна глубина потенциальной ямы всего $10^{-7} - 10^{-6}$ эВ.

В настоящее время предложено три способа локализации нейтральных атомов. Эти способы основаны на удержании атомов, соответственно, в световом, магнитном и электрическом полях. Рассмотрим каждый из них в отдельности.

а) Проблема радиационной атомной ловушки

Впервые проблема локализации нейтрального атома в световом поле была поставлена Летоховым ⁶⁷. Он предположил, что атомы могут быть локализованы в узлах или пучностях стоячей световой волны, частота которой находится вдали от частот атомных переходов. Впоследствии идея локализации атомов в области, определяемой длиной световой волны, обсуждалась в ^{68,69}.

Позже данная идея была перенесена на резонансную световую волну ^{70,71, 37}. Специальное исследование случая резонансной стоячей волны показало, однако, несовместимость идеи «пленения» атома в узле или пучности световой волны со структурой спектра энергетических зон трансляционного движения атома в поле стоячей волны ⁷². Поскольку оказалось, что ширины запрещенных и разрешенных энергетических зон всегда совпадают по порядку величины, то расчет ⁷² установил невозможность стабильной локализации атома в узле или пучности волны.

В связи с невозможностью локализовать атом в области с размерами порядка длины световой волны в литературе была рассмотрена возможность локализации атомов в большей по размерам области, образованной пересечением световых лучей ^{33,34,39,73-77}. Все идеи создания радиационной ловушки для атомов были основаны на использовании радиационных сил для одно-временного охлаждения и локализации атомов в световом поле. Для того чтобы световое поле охлаждало атомный ансамбль, частота поля предполагалась выбранной меньшей частоты резонансного атомного перехода.

Для образования потенциальной ямы для холодных атомов было предложено три способа. Согласно первому из них потенциальная яма могла быть создана градиентной силой. В этом подходе предлагалось использовать световое поле, образованное пересечением нескольких лучей. В частности, было предложено использовать шесть лазерных лучей, распространяющихся в направлениях $\pm x$, $\pm y$, $\pm z$ декартовой системы координат^{33,34}. Второе предложение основано на комбинированном использовании градиентной силы и силы светового давления⁷³. В этом подходе, в частности, предлагалось использовать световое поле, созданное двумя встречными расходящимися световыми лучами. Предполагалось, что поперек общей оси лучей атомы будут удерживаться градиентной силой, а вдоль оси — силой светового давления^{73,74,77}. Наконец, в третьем подходе^{75,76} было предложено создать потенциальную яму за счет силы светового давления в центрально-симметричном световом поле, созданном расходящимися гауссовскими лучами.

Последующее исследование всех этих предложений показало, что ни одно из них не решило проблему стабильного хранения холодных атомов. Миногин⁷⁸ установил, что потенциальный барьер, создаваемый градиентной силой, не превышает среднюю кинетическую энергию холодных атомов. Эшкин и Гордон⁷⁷ нашли, что потенциал силы светового давления в центрально-симметричных полях, рассмотренных в работах^{75,76}, не имеет абсолютного минимума.

б) Локализация атомов в магнитных ловушках

Вторым возможным способом длительного хранения холодных атомов является их локализация в неоднородных магнитных полях за счет действия на атом магнитно-дипольной силы⁷⁹. Необходимые для локализации атомов поля могут быть образованы в тороидальных или сферических магнитных ловушках, используемых для хранения ультрахолодных нейтронов (см., например, обзор⁸⁰). Рассмотрим в качестве примера условия накопления и хранения холодных атомов Na^{23} в тороидальном магнитном поле⁷⁹.

Схема накопительной тороидальной ловушки показана на рис. 23. В этой схеме шесть постоянных токов создают неоднородное поле, модуль которого возрастает от центра к периферии поперечного сечения тора пропорционально квадрату расстояния от осевой линии,

$$H(r) = H_T \frac{r^2}{a^2}, \quad (6.1)$$

где a — малый радиус тора, H_T — поле на поверхности тора.

Движение холодного атома, инжектированного в магнитном поле тороидальной ловушки, зависит от ориентации дипольного момента μ атома по отношению к вектору \mathbf{H} (см. рис. 23, б). При антипараллельных направлениях μ и \mathbf{H} атом втягивается в центральную область тора, а при параллельных направлениях μ и \mathbf{H} атом выталкивается из области магнитного поля.

В случае атомов Na^{23} в тороидальной магнитной ловушке могут удерживаться только атомы, находящиеся в основном состоянии $3S_{1/2}$ на подуровнях сверхтонкой структуры $F = 1$, $m_F = -1$; $F = 2$, $m_F = 2, 1$ (рис. 24). Наиболее слабая удерживающая сила действует на атомы, находящиеся в состоянии $F = 1$, $m_F = -1$.

Для стабильной локализации атомов вблизи осевой линии тора необходимо выполнение двух основных условий. Во-первых, необходимо обеспечить значительное превышение глубины потенциальной ямы над средней кинетической энергией холодных атомов, движущихся поперек осевой линии тора. Во-вторых, центробежное смещение атомов должно быть мало по сравнению с величиной малого радиуса тора. Простые оценки для случая температуры поперечного движения атомов $T_{tr} = 10^{-3}$ К (предельное значение при

лазерном охлаждении) и температуры продольного движения атомов $T_l = 10^{-2}$ К (увеличено на порядок из-за необходимости инжектировать атомы в ловушку) показывают, что эти условия вполне выполнимы, например, при $H = 600$ Гс: $R = 30$ см, $a = 3$ см.

Время хранения холодных атомов в магнитной ловушке определяется следующими факторами: конечной величиной потенциального барьера,

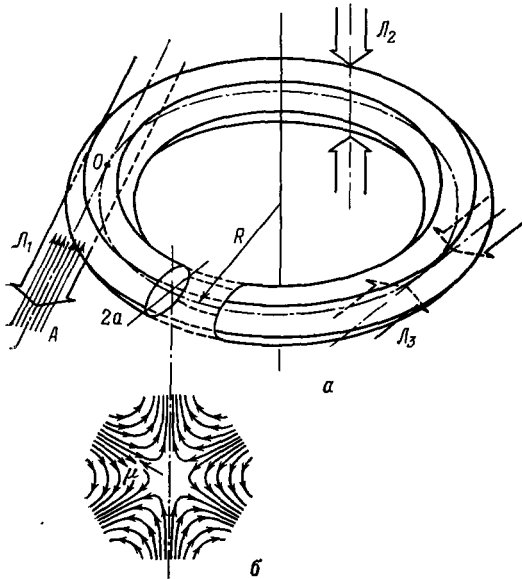


Рис. 23. а — Схема тороидального накопительного магнитного кольца для атомов (L_1, L_2, L_3 — лазерные лучи, A — пучок инжектируемых атомов); б — силовые линии магнитного поля в поперечном сечении накопительного кольца

столкновениями с частицами остаточного газа и образованием молекул при двойных столкновениях. Оценки показывают, что при сравнительно слабом магнитном поле (сотни Гаусс) и малом давлении остаточного

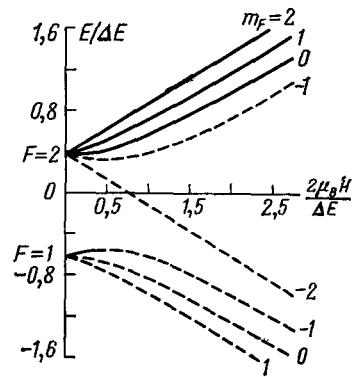


Рис. 24. Энергия взаимодействия атома Na^{23} с магнитным полем, нормированная на интервал сверхтонкой структуры $\Delta E = 1772$ МГц

газа ($\lesssim 10^{-10}$ торр) время хранения холодных атомов в магнитной ловушке может составить несколько часов.

Для инжекции атомов в магнитные ловушки их необходимо предварительно замедлить встречным лазерным лучом (см. рис. 23, а). Инжекция атомов может быть нестационарной или стационарной. В первом, нестационарном режиме пучок медленных атомов направляется в ловушку при выключенном магнитном поле. После включения поля до максимальной величины H_m ловушка захватывает атомы, оказавшиеся в момент включения поля в осевой области тора. В таком режиме в ловушку может быть захвачено небольшое число атомов. В стационарном режиме инжекция атомов может быть осуществлена путем замедления инжектируемого пучка атомов встречным лазерным излучением в области входа в ловушку. Разумеется, из-за того что в магнитном поле ловушки уровни атома расщеплены на ряд компонент, для замедления атомов должно использоваться многочастотное излучение, обеспечивающее циклическое взаимодействие атомов с лазерным излучением. В стационарном режиме плотность холодных атомов в ловушке может быть довольно высока, например, порядка 10^{10} ат/см³.

в) Локализация атомов в электростатических ловушках

Идея локализации атомов с помощью электрического поля состоит в следующем ⁸¹. Атом в электрическом поле испытывает смещение U энергетических уровней за счет эффекта Штарка. Величина штарковского смещения

для невырожденного уровня определяется соотношением $U = -(1/2) \alpha E^2$, где α — поляризуемость атома. Направление силы, действующей на атом в электрическом поле, $F = -\nabla U$ зависит от знака поляризуемости атома α . Если поляризуемость положительная, то атом втягивается в область максимального значения поля. При отрицательной поляризуемости устойчивое положение атома обеспечивается в области минимального значения поля. Для основного состояния атома поляризуемость всегда положительна (отрицательный штарковский сдвиг), и, наоборот, для возбужденных состояний атома поляризуемость отрицательна. Таким образом, атомы в возбужденном состоянии должны стремиться к области с минимальным значением электрического поля. Минимум электрического поля существует, например, в конфигурации поля, создаваемого геометрией электродов, используемых в радиочастотных квадрупольных ионных ловушках (рис. 25). Квадрат напряженности электрического поля внутри квадрупольной ловушки определяется выражением

$$E^2 = \Phi_0^2 (x^2 + y^2 + 4z^2) R_0^{-4}, \quad (6.2)$$

а энергия взаимодействия атома с полем —

$$U = -\frac{1}{2} \alpha E^2 = \frac{1}{2} M (\Omega_x^2 x^2 + \Omega_y^2 y^2 + \Omega_z^2 z^2), \quad (6.3)$$

где $\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z$ — частоты колебаний атома вдоль осей x, y и z , M — масса атома, R_0 — радиус кольцевого электрода. Наибольший интерес для удержания атомов в электростатической ловушке представляют ридберговские высоковозбужденные атомы, поскольку поляризуемость атома пропорциональна квадрату главного квантового числа. В работе ⁸² найдено, что максимальная глубина потенциальной ямы, которая может быть создана для атома натрия в состоянии 16P, составляет $U = 17 \text{ см}^{-1} = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$. Эта величина определяется пересечением уровней, имеющих различный по знаку штарковский наклон. Величина напряженности поля, необходимая для создания такой потенциальной ямы, достаточно низка: $E = 2,5 \text{ кВ/см}$. Ловушка с указанными параметрами может захватывать 0,25% атомов пара при температуре 500 К. Время жизни возбужденных ридберговских атомов лежит в диапазоне $10^{-5} - 10^{-3} \text{ с}$, которое и определяет время удержания атома в такой ловушке. В работе ⁸² предложено для увеличения времени удержания возбуждать атомы с помощью непрерывного лазерного излучения, поддерживая таким образом стационарную заселенность возбужденного состояния.

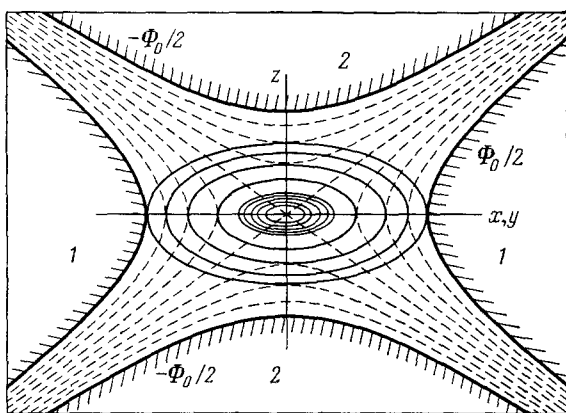


Рис. 25. Схема электростатической квадрупольной ловушки ^{81,82} для локализации нейтральных атомов. Штриховые линии — поверхности гиперболических электродов 1, 2, сплошные линии — сечения поверхностей $E^2 = \text{const}$ ^{84, 85}

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

В последние годы в литературе было рассмотрено множество потенциально полезных применений давления резонансного лазерного излучения для управления движением атомов. С общей точки зрения основные области применений ясно видны из того факта, что направленному изменению атомной скорости под действием силы светового давления препятствует связанная со световым давлением диффузия атомной скорости. По этой причине трудно

ожидать, что резонансное световое давление может быть использовано для значительного ускорения атомов. Вместе с тем все приведенные выше примеры показывают, что использование резонансного светового давления чрезвычайно эффективно в тех случаях, когда требуется изменить скорость атома на величину порядка средней тепловой скорости при комнатной температуре. В связи с этим можно ожидать, что наиболее важные применения резонансного светового давления будут связаны с замедлением теплового движения атомов.

В свою очередь, холодные атомы представляют значительный интерес в таких областях исследований, как атомная и молекулярная физика, спектроскопия сверхвысокого разрешения и квантовая метрология. Использование холодных атомов представляет исключительный интерес для изучения процессов столкновений, явлений образования химической связи и конденсации. В этой области применений лазерные методы охлаждения атомов могут существенно дополнить распространенные в настоящее время методы охлаждения газов в сверхзвуковых соплах. Использование холодных атомов в спектроскопии и квантовой метрологии позволяет устранить фундаментальные причины уширения и сдвига узких спектральных резонансов, обусловленные конечной скоростью движения: доплер-эффект первого и второго порядка, пролетное уширение. По этим причинам применение холодных атомных частиц может резко повысить как разрешающую способность спектроскопических исследований, так и точность квантовых стандартов частоты ^{83,84}.

Другие применения следуют из того обстоятельства, что холодные атомы могут накапливаться и длительное время удерживаться в магнитных ловушках ⁷⁹. Накопление и хранение локализованных атомов позволяет решить проблему увеличения чувствительности ряда методов исследований, применяемых в атомной физике, в спектроскопии, в ядерной физике. В частности, удержание атомов в магнитных полях может позволить спектроскопические исследования радиоактивных атомов, получаемых в счетном количестве в результате ядерных реакций.

Рассмотрим в заключение более подробно некоторые идеи, выдвинутые за последние годы в данных направлениях.

Охлаждение атомов открывает несколько интересных возможностей для получения узких и особенно сверхузких резонансов, свободных от доплеровского уширения.

Во-первых, при охлаждении атомов происходит устранение доплеровского уширения на *всех* его квантовых переходах, и не только на возбужденном или связанных с ним переходах. Это представляет большой интерес для получения ультраузких резонансов на запрещенных квантовых переходах охлажденных частиц. Эта возможность обсуждалась как для ионов ⁸⁵, так и для атомов ¹⁰ в первых предложениях по лазерному охлаждению атомных частиц.

Во-вторых, для холодных атомных частиц существенно уменьшается вклад квадратичного эффекта Доплера, который является основным препятствием к получению ультраузких и сверхстабильных резонансов с добротностью $Q \gg 10^{11}$. Например, для He — Ne/CH₄-лазера сдвиг и неоднородное уширение резонанса за счет квадратичного эффекта Доплера составляют около 150 Гц при $T = 300$ К. Следовательно, для уменьшения сдвига и уширения узкого резонанса в CH₄ на $\lambda = 3,39$ мкм, обусловленного квадратичным эффектом Доплера, до величины, например, $\delta\nu/\nu \approx 10^{-15}$, необходимо понизить температуру молекул CH₄ до значения

$$T \approx \frac{Mc^2 \delta\nu}{k_B \nu} \approx 0,17 \text{ К.} \quad (7.1)$$

Столь низкая трансляционная температура для свободных атомов и моле-

кул недостижима, вероятно, никакими другими методами, кроме радиационного охлаждения.

В-третьих, низкая скорость движения атомов в охлажденном пучке существенно увеличивает время взаимодействия атомов с пробным световым полем. Это приводит к уменьшению пролетного уширения узких резонансов, которое является основным ограничением при получении ультразвуковых резонансов насыщения поглощения и двухфотонного поглощения. Например, для уменьшения пролетного уширения узкого резонанса в CH_4 до значения $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-13}$ при диаметре луча $a = 10$ см достаточно понизить температуру до величины

$$T \approx 2\pi^2 \frac{M\nu^2 a^2}{k_B} \left(\frac{\Delta\nu}{\nu} \right)^2 \approx 0,01 \text{ К.} \quad (7.2)$$

Эффект увеличения времени взаимодействия со световым лучом для медленных частиц особенно удобно использовать в сочетании с методом пространственно-разнесенных световых полей ⁸⁶.

В-четвертых, ультрахолодные атомы можно хранить и накапливать в магнитной ловушке нейтральных атомов. В этом случае время взаимодействия атомных частиц с полем практически не ограничено и пролетное уширение полностью исчезает. На этом пути можно ожидать получения ультразвуковых спектральных резонансов в экспериментах с минимальным числом атомных частиц.

Для получения очень узких резонансов радиационно-охлажденных атомов вполне пригодны, например, интеркомбинационные переходы четных изотопов щелочноземельных атомов Mg^{24} , Ca^{40} , Sr^{88} . Эти изотопные атомы имеют также сильные разрешенные переходы, пригодные для лазерного охлаждения. Основные характеристики разрешенного охлаждающего и интеркомбинационного пробного переходов указанных атомов приведены в таблице ⁸⁴.

Т а б л и ц а

Параметры охлаждающего и пробного квантовых переходов атомов Mg^{24} , Ca^{40} , Sr^{88} , пригодные для получения ультразвуковых резонансов методом лазерного охлаждения

Изотопный атом	Mg^{24}	Ca^{40}	Sr^{88}
I. Сильный оптический переход для охлаждения	$3^1S_0 - 3^1P_1$	$4^1S_0 - 4^1P_1$	$5^1S_0 - 5^1P_1$
1. Длина волны, Å	2852	4226	4607
2. Естественная полуширина линии, МГц	39,4	17,4	12,8
3. Интенсивность насыщения, Вт/см ²	0,44	0,06	0,03
4. Температура охлажденных атомов, К	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$
5. Скорость охлажденных атомов, см/с	117	57	34
II. Слабый оптический переход для регистрации узкого резонанса	$3^1S_0 - 3^3P_1$	$4^1S_0 - 4^3P_1$	$5^1S_0 - 5^3P_1$
1. Длина волны, Å	4571	6573	6893
2. Радиационная ширина, Гц	68	420	6400
3. Доплеровская полуширина после охлаждения, МГц	2,6	8,7	4,9
4. Сдвиг из-за квадратичного эффекта Доплера, Гц	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$

Из этой таблицы видно, что дает лазерное охлаждение непосредственно для получения узких резонансов и что может быть с помощью охлажденных атомов достигнуто потенциально. Видно, что глубокое охлаждение атомов

уменьшает доплеровскую ширину любого квантового перехода примерно в 10^3 раз, но остаточное доплеровское уширение в 10^3 — 10^5 раз превышает предельную ширину узких резонансов на пробном переходе, обусловленную радиационным уширением. Ясно, что эта потенциальная возможность должна быть реализована в сочетании с другими методами устранения доплеровского уширения. Например, можно применять метод насыщения поглощения в пучке охлажденных атомов. В этом случае основной вклад в ширину резонанса будет давать уширение из-за конечного времени взаимодействия атома с пробным полем. Однако из-за низкой скорости охлажденных атомов требуемые для подавления этого уширения диаметры a пробного луча сравнительно малы ($a \geq 2$ см для Mg^{24} , $a \geq 0,14$ см для Ca^{40} , $a \geq 5 \cdot 10^{-2}$ см для Sr^{88}). Таким образом, сочетание метода глубокого лазерного охлаждения атомов с методом насыщения поглощения вполне обеспечивает получение ультраузких резонансов с ширинами 10^2 — 10^3 Гц. В случае, если не удастся достигнуть предельно возможного охлаждения атомов, наличие ненулевой скорости можно скомпенсировать увеличением диаметра пробного светового пучка или даже перейти к методу пространственно разнесенных световых полей.

Значительный интерес представляет также использование лазерного охлаждения в схемах детектирования единичных атомов. Здесь существуют два способа увеличения селективности детектирования⁸⁷. Во-первых, лазерное замедление пучка детектируемых атомов позволяет увеличить время пролета атомов через область детектирования. Например, в схеме флуоресцентного детектирования увеличение времени пролета атомов через лазерный луч, возбуждающий флуоресценцию, позволяет увеличить число рассеянных фотонов, что приводит к резкому увеличению селективности детектирования. Во-вторых, медленный пучок детектируемых атомов может быть направлен в магнитную ловушку. Длительное удержание атомов в последней также позволяет резко увеличить селективность детектирования единичных атомов.

Институт спектроскопии АН СССР,
г. Троицк (Московская обл.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М., Физматгиз, 1960.
2. Соболевман И. И.— УФН, 1974, т. 113, с. 701.
3. Kastler A.— J. Phys. et Radium, 1950, t. 11, p. 255.
4. Зельдович Я. Б.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 120.
5. Wineland D. J., Dehmelt H.— Bull. Am. Phys. Soc., 1975, v. 20, p. 637.
6. Dehmelt H. G.— Nature, 1976, v. 262, p. 777.
7. Hänsch T. W., Schawlow A. L.— Opt. Comm., 1975, v. 13, p. 68.
8. Wineland D. J., Drullinger R. E., Walls F. L.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1639.
9. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P., Dehmelt H.— Ibidem, v. 41, p. 233.
10. Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1328.
11. Балыкин В. И., Летохов В. С., Мишин В. И.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 614.
12. Балыкин В. И., Летохов В. С., Мишин В. И.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1376.
13. Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1779.
14. Андреев С. В., Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 463.
15. Андреев С. В., Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1429.
16. Phillips W. D., Metcalf H.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 596.
17. Prodan J. V., Phillips W. D., Metcalf H.— Ibidem, v. 49, p. 1149.

18. Балыкин В. И., Летохов В. С., Сидоров А. И.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 251.
19. Laser-cooled and Trapped Atoms/Ed. W. D. Phillips; Publication No. 653.— NBS, USA, 1983; Progr. Quantum Electron., 1984, v. 8, p. 115.
20. Миногин В. Г.— УФН, 1982, т. 137, с. 173.
21. Ashkin A.— Science, 1980, v. 210, p. 1081.
22. Letokhov V. S.— Comm. At. and Mol. Phys., 1977, v. 6, p. 119.
23. Казанцев А. П.— УФН, 1978, т. 124, с. 113.
24. Stenholm S.— Phys. Rept., 1978, v. 43, p. 151.
25. Bjorkholm J. E., Freeman R. R.— Comm. At. and Mol. Phys., 1980, v. 10, p. 31.
26. Letokhov V. S., Minogin V. G.— Phys. Rept., 1981, v. 73, p. 1.
27. Cook R. J.— Comm. At. and Mol. Phys., 1981, v. 10, p. 267.
28. Бакланов Е. В., Дубецкий Б. Я.— Опт. и спектр., 1976, т. 41, с. 3.
29. Миногин В. Г.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 2044.
30. Cook R. J.— Opt. Comm., 1980, v. 35, p. 347.
31. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М.: Наука, 1975.
32. Ashkin A.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 156; v. 25, p. 1321.
33. Letokhov V. S., Minogin V. G.— Appl. Phys., 1978, v. 17, p. 99.
34. Letokhov V. S., Minogin V. G.— JOSA, 1979, v. 69, p. 413.
35. Аскарьян Г. А.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1567.
36. Minogin V. G., Serimaа O. T.— Opt. Comm., 1969, v. 30, p. 373.
37. Letokhov V. S., Minogin V. G., Pavlik B. D.— Ibidem, 1976, v. 19, p. 72.
38. Пусеп А. Ю.— ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 851.
39. Gordon J. P., Ashkin A.— Phys. Rev. Ser. A, 1980, v. 21, p. 1606.
40. Cook R. J.— Ibidem, 1980, v. 22, p. 1078.
41. Stenholm S.— Ibidem, 1983, v. 27, p. 2513.
42. Краснов И. В., Шапарев Н. Я.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 1, с. 875; т. 2, с. 301.
43. Краснов И. В., Шапарев Н. Я.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 176.
44. Krasnov I. V., Sharapov N. Ya.— Opt. Comm., 1978, v. 27, p. 239.
45. Краснов И. В., Шапарев И. Я.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 899.
46. Minogin V. G.— Opt. Comm., 1980, v. 34, p. 265.
47. Летохов В. С., Миногин В. Г.— В кн.: Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие.— М.: Наука, 1981, с. 96.
48. Minogin V. G., Letokhov V. S., Zueva T. V.— Opt. Comm., 1981, v. 38, p. 225.
49. Зуева Т. В., Летохов В. С., Миногин В. Г.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 84.
50. Phillips W. D., Prodan J. V., Metcalf H. J.— In¹⁹, p. 1.
51. Balykin V. I., Letokhov V. S., Sidorov A. I.— Opt. Comm., 1984, v. 49, p. 248.
52. Балыкин В. И., Летохов В. С., Сидоров А. И.— ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 2019—2029.
53. Blatt R., Ertmer W., Hall L.— In¹⁹, p. 142.
54. Balykin V. I., Letokhov V. S., Minogin V. G., Zueva T. V.— Appl. Phys. Ser. B, 1984, v. 35, p. 149.
55. Bjorkholm J. E., Freeman R. R., Ashkin A., Pearson D. B.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1361.
56. Pearson D. B., Freeman R. R., Bjorkholm J. E., Ashkin A.— Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, p. 99.
57. Bjorkholm J. E., Freeman R. R., Ashkin A., Pearson D. B.— Opt. Lett., 1980, v. 5, p. 111; Errata: p. 210.
58. Климонтович Ю. Л., Лузгин С. Н.— ЖЭТФ, 1978, т. 43, с. 1328.
59. Wineland D. J., Itano W. M.— Phys. Rev. Ser., 1979, v. 20, p. 1521.
60. Javanainen J., Stenholm S.— Appl. Phys., 1980, v. 21, p. 35, 163.
61. Javanainen J., Stenholm S.— Ibidem, p. 283.
62. Javanainen J.— Ibidem, v. 23, p. 175.
63. Stenholm S.— Ibidem, 1978, v. 16, p. 159.
64. Лузгин С. Н.— Вестник МГУ. Сер. «Физика астрономия», 1980, т. 21, с. 52.
65. Манькин Э. А., Ожован М. И., Полуэктов П. П.— Письма ЖТФ, 1981, т. 7, с. 392.
66. Dehmelt H. G.— In: Advances in Atomic and Molecular Physics/Ed. D. R. Bates, I. Esterman,— N.Y.: Academic Press, 1967, v. 3, p. 53; 1969, v. 5, p. 109.
67. Летохов В. С.— Письма ЖЭТФ, 1968, т. 7, с. 348.
68. Казанцев А. П., Сурдутович Г. И.— Ibidem, 1975, т. 21, с. 346.
69. Letokhov V. S., Pavlik B. D.— Appl. Phys., 1976, v. 9, p. 229.
70. Казанцев А. П.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 1599.
71. Ботин А. П., Казанцев А. П., Смирнов В. С.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 122.

72. Летохов В. С., Миногин В. Г.— *ЖЭТФ*, 1978, т. 74, с. 1318.
73. Ashkin A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 729.
74. Ashkin A., Gordon J. P.— *Opt. Lett.*, 1979, v. 4, p. 161.
75. Миногин В. Г.— *Квант. электрон.*, 1982, т. 9, с. 505.
76. Minogin V. G., Javanainen J.— *Opt. Comm.*, 1982, v. 43, p. 119.
77. Ashkin A., Gordon J. P.— *Opt. Lett.*, 1983, v. 8, p. 511.
78. Minogin V. G.— *Ibidem*, 1985, v. 10, p. 179.
79. Letokhov V. S., Minogin V. G.— *Opt. Comm.*, 1980, v. 35, p. 199.
80. Golub R., Pendlebury J. M.— *Rept. Prog. Phys.*, 1979, v. 42, p. 439.
81. Wing W. H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 45, p. 631.
82. Wing W. H.— *In*¹⁹, p. 74.
83. Letokhov V. S., Minogin V. G.— *In: Laser Spectroscopy. V/Ed.* A. R. W. McKellar, T. Oka, B. P. Stoicheff.— New York; Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1981, p. 377.
84. Letokhov V. S., Minogin V. G.— *J. de Phys.*, 1981, t. 42, suppl. Nr. 12, coll. C8, p. 347.
85. Dehmelt H.— *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1975, v. 20, p. 60.
86. Chebotayev V. P.— *Appl. Phys.*, 1978, v. 15, p. 219.
87. Balykin V. I., Letokhov V. S., Minogin V. G.— *Ibidem. Ser. B*, 1984, v. 33, p. 247.