

539.186.22

РЕЗОНАНСНОЕ СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ

А. П. Казанцев

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	113
2. Силы, действующие на атом в резонансном поле	116
а) Сила, обусловленная спонтанным излучением (117). б) Вынужденное световое давление (117). 1) Двойное лучепреломление молекулярного пучка (120); 2) Влияние спонтанного излучения (120). в) Сила смешанного типа (121).	
3. Ускорение и торможение атомов светом	122
а) Ускорение атомов в поле встречных волн (123). Изменение частоты поля (123). б) Автофазировка в пространстве скоростей (124). в) Охлаждение атомов светом (124). Охлаждение и нагревание атомов в световом поле за счет столкновений (125). г) Ускорение атомов π -импульсами (126). д) Ускорение атомов двухчастотным полем (127).	
4. Вынужденный эффект отдачи	128
а) Кинетическое уравнение (128). 1) Нерезонансный случай (130); 2) Резонансный случай (131). б) Нагревание атомов монохроматическим полем (131).	
5. Рассеяние атомов светом и проблема разделения изотопов	132
а) Отклонение атомов полем бегущей волны (132). б) Рассеяние атомов в стоячей световой волне (133). 1) Импульсный режим рассеяния (135); 2) Селективность рассеяния (135); 3) Рассеяние атомов монохроматическим полем (136); 4) Другие возможности (136).	
6. Квантование движения атомов и молекул в электромагнитном поле	137
а) Квазиклассический предел (138). б) Непрерывный спектр поглощения в сильном поле (140). в) Квантовый предел (141).	
7. Коротковолновый лазер, основанный на вынужденном эффекте отдачи	141
а) Лазер на метастабильных атомах гелия (141). б) Лазер, основанный на эффекте отдачи (142).	
8. Заключение	143
Цитированная литература	144

1. ВВЕДЕНИЕ

Световое давление возникает в результате отдачи, которую испытывают атомы при рассеянии на них фотонов.

Если свет действует на массивный диэлектрик или плотный газ, то эффекты, вызываемые световым давлением, оказываются малыми. Так, в первом эксперименте П. Н. Лебедева ^{1, 2} измерялась сила светового давления порядка 10^{-4} дин/см², которая была значительно меньше радиометрических сил. П. Н. Лебедев измерил также давление света на резонансно поглощающий газ, которое оказалось еще меньше (на два-три порядка), поскольку источник имел малую спектральную плотность излучения. Картина существенно изменяется при действии монохроматического электромагнитного поля на разреженный газ резонансных атомов. Вблизи резонанса сечение рассеяния фотонов возрастает, и сила светового давления, действующего на отдельные атомы, может стать очень большой. Поэтому лазерные источники излучения, имеющие большую мощность

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1978.

и высокую степень монохроматичности, открывают новые возможности для наблюдения и использования светового давления.

Силу, действующую на атом в резонансном световом поле, легко оценить из квантовых соображений. В поле сильной бегущей волны атом поглощает из светового пучка фотон и приобретает импульс фотона $\hbar\mathbf{k}$. При спонтанных переходах в среднем излучается сферическая волна с нулевым импульсом. В результате на атом действует сила⁸ $\hbar\mathbf{k}\gamma/2$, где γ — частота спонтанных переходов. По порядку величины для сильных оптических переходов она равна 10^{-3} эв/см. Еще большей величины сила светового давления достигает в поле стоячей волны. Поглотив квант с импульсом $\hbar\mathbf{k}$, а вынужденно излучив квант с импульсом $-\hbar\mathbf{k}$, атом приобретает импульс $2\hbar\mathbf{k}$ за время вынужденных переходов $(dE/\hbar)^{-1}$, где d — дипольный момент перехода, E — напряженность поля. Сила вынужденного светового давления порядка kdE и совпадает с градиентной силой, действующей на диполь с моментом d в неоднородном поле. При $E \sim 10^6$ в/см она порядка 1 кэв/см. В пространстве эта сила осциллирует с периодом, равным длине волны резонансного поля. Если атом ускорится в таком поле только на расстоянии в половину длины волны, то он приобретет энергию, большую тепловой. Эффект ускорения может быть существенно увеличен, если частота одной из встречных волн меняется со временем. Таким образом, механическое воздействие резонансного поля на атомы может быть значительным. Поэтому в оптике возникает ряд задач, в которых нужно принимать во внимание не только изменение состояний атома в поле (переходы с одного уровня на другой), но и учитывать изменение траектории движения атома в этом поле.

До последнего времени эффекты светового давления изучались главным образом в диэлектриках^{13, 14} и плазме^{15, 16}. С действием светового давления связан также эффект вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна¹⁷, рассматриваемый, однако, обычно вдали от резонанса. В недавних экспериментах^{11, 12, 28} и теоретических работах^{5-10, 21, 50} была показана перспективность использования эффектов резонансного светового давления в различных областях оптики и квантовой электроники.

Настоящий обзор посвящен анализу сил резонансного светового давления. Рассматриваются основные типы сил, действующих на атом в поле, и проводится их классификация по типу излучения фотонов. Оцениваются эффекты ускорения атомов и молекул за счет этих сил и обсуждаются возможные применения.

Круг вопросов, связанных с резонансным световым давлением, оказывается очень широким и охватывает интервал энергий порядка 10^{-10} — 10^4 эв. Нижняя граница этого интервала определяется энергией отдачи при излучении атомом одного фотона.

Учет отдачи при взаимодействии медленных частиц с полем становится необходимым при изучении узких атомных и молекулярных резонансов^{6, 7}. В поле стоячей волны нужно учитывать эффекты квантования движения атомов⁴². В спектре атома могут возникнуть разрывы или узкие линии, отвечающие энергиям связанных состояний. В этом случае в коэффициенте поглощения появляются провалы или узкие пики.

Квантование движения атомов в резонансной стоячей волне имеет некоторые особенности, связанные с тем, что атом имеет, вообще говоря, две траектории движения²⁴. Действительно, индуцированный дипольный момент атома может быть направлен по полю или против поля. На одной траектории атом имеет положительный потенциал, на другой — отрицательный. В процессе движения в неоднородном поле атом может переходить с одной траектории на другую. Это приводит, например, к увеличе-

нию ширины резонанса связанного состояния. В гл. 6 рассматривается влияние квантового характера движения атомов на тонкую структуру коэффициента поглощения.

Особый интерес представляет интервал энергий вблизи тепловой. В этом случае для воздействия на атомы и молекулы требуются поля сравнительно небольшой мощности. Атомы можно ускорять и тормозить световым давлением, нагревать и охлаждать. Поскольку взаимодействие с полем имеет резонансный характер, то появляется возможность избирательно воздействовать на определенные атомы и молекулы. Это обстоятельство важно для таких применений, как разделение изотопов (гл. 5) и возбужденных и невозбужденных атомов. Например, с помощью стоячей волны метастабильные атомы гелия можно ускорить и охладить до столь низкой температуры, что все возбужденные атомы примут участие в генерации на коротковолновом переходе. Для этого не требуется инверсной заселенности уровней (гл. 7).

Как показывают оценки, в специальных условиях атомы можно ускорять до энергий порядка 10 кэВ .

Интересно сопоставить резонансное и нерезонансное световое давление. В неоднородном электромагнитном поле заряженная частица имеет эффективный потенциал, квадратичный по полю⁴. Потенциал атома в резонансном поле линеен по полю. В полях, меньших критического поля ионизации, резонансный потенциал значительно больше нерезонансного. Поэтому эффект светового воздействия (например, рассеяние в стоячей волне) гораздо больше для резонансных атомов, чем для электронов. Но, помимо количественного различия, имеются следующие два принципиально отличных момента:

1) В резонансном световом поле в системе «атом + поле» имеются два состояния с различными эффективными потенциалами. Поэтому атом имеет, как уже отмечалось, вообще говоря, две траектории движения. Вдали от резонанса (или при медленном включении поля) атом находится в определенном состоянии и имеет одну траекторию движения. Около самого резонанса (или при быстром включении поля) оба состояния заполняются примерно с одинаковой вероятностью и атом имеет две траектории движения. Это приводит к двойному лучепреломлению молекулярного пучка, падающего на границу вакуум — электромагнитное поле, к некоторым особенностям дифракции атомов на стоячей волне и уширению резонансов связанных состояний из-за сильного эффекта туннелирования.

2) Вблизи резонанса становится важным спонтанное излучение, которое приводит к нарушению когерентности взаимодействия атома с полем. Кроме того, при спонтанном излучении атом переходит с одного квазиуровня на другой, с другим потенциалом, и, значит, переходит с одной траектории на другую. Время жизни атома на каждой траектории оказывается конечным.

Наиболее отчетливо этот эффект проявляется при движении атомов в стоячей монохроматической волне. Если частота поля меньше частоты перехода, то атомы тормозятся волной, происходит охлаждение атомов. Наоборот, если частота поля превышает частоту перехода, энергия атомов непрерывно увеличивается²¹. Подробно этот вопрос рассматривается в гл. 3.

Нахождение сил, действующих на атом, с учетом указанных эффектов, представляет в общем случае сложную задачу. Основная трудность связана с тем, что при нахождении индуцированного дипольного момента движение атома нельзя, вообще говоря, считать заданным. Строгое описание этого эффекта обсуждается в гл. 4 и 6. В остальной части обзора для нахождения сил используется приближение заданного движения атома.

2. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА АТОМ В РЕЗОНАНСНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

В резонансном электромагнитном поле вида

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}t) e^{-i\omega_0 t} + \text{к. с.}$$

на индуцированный дипольный момент атома $\mathbf{p}(t) e^{-i\omega_0 t} + \text{к. с.}$ действует сила¹⁸

$$\mathbf{F} = \sum_i p_i \nabla E_i^* + \text{к. с.}, \quad \mathbf{p}(t) = \text{Sp} [\hat{\mathbf{d}}\rho(t)], \quad (1)$$

где ω_0 и \mathbf{d} — частота и оператор дипольного момента перехода, а ρ — матрица плотности атома. Амплитуда поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}t)$ мало меняется за период $2\pi/\omega_0$. Сила \mathbf{F} усреднена по этому периоду (резонансное приближение). Для нахождения дипольного момента $\mathbf{p}(t)$ нужно использовать уравнения для матрицы плотности с учетом оператора релаксации $\hat{\gamma}$:

$$i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\gamma} \right) \rho = [\mathcal{H}, \rho], \quad (2)$$

$$\mathcal{H} = -\mathbf{d}\mathbf{E}^* + \text{к. с.} \quad (3)$$

В дальнейшем, пренебрегая поляризационными эффектами, будем считать атом двухуровневым, а поле меняющимся только вдоль координаты x . Тогда формула для силы имеет вид

$$F = p \frac{\partial E^*}{\partial x} + \text{к. с.} \quad (4)$$

Запишем уравнение (2) для отдельных компонент матрицы плотности: для дипольного момента $p = d\rho_{12}$ и $q = \rho_{22} - \rho_{11}$ — разности заселенности уровней

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\gamma}{2} p = \frac{i}{\hbar} d^2 E(t) q, \quad x = vt, \quad (5)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \gamma(1 + q) = 2iE(t) p^* + \text{к. с.}, \quad (6)$$

где v — скорость атома.

Нижний уровень атома предполагается основным (или метастабильным), а время жизни верхнего уровня есть γ^{-1} . Однако формула (4) имеет в резонансном поле весьма ограниченную область применимости, так как не учитывает двух важных обстоятельств. Во-первых, в (1) не учитываются флуктуации силы из-за квантовых флуктуаций дипольного момента, которые около резонанса могут стать очень сильными и привести к расщеплению одной траектории на две. Во-вторых, в формуле (4) фактически предполагается, что изменение движения атома в поле мало влияет на величину дипольного момента, т. е. сила адиабатически зависит от скорости атома. Такое приближение будем называть приближением заданного движения. Строгая постановка вопроса требует решения квантовых кинетических уравнений (см. гл. 4). Здесь мы рассмотрим более простые характерные случаи, в которых можно или не учитывать флуктуации силы (1), или пренебречь спонтанным излучением, или считать движение атома заданным.

Отдача, которую испытывает атом при взаимодействии с полем, существенно зависит от скорости излучения фотонов. Поэтому силы резонансного светового давления существенно разделить по типу излучения фотонов. С этой точки зрения существуют три основных типа сил, которые определяются спонтанным, вынужденным излучением и излучением смешанного типа.

а) С и л а, о б у с л о в л е н н а я с п о н т а н н ы м и з л у ч е н и е м

В поле плоской бегущей волны (Δ -расстройка)

$$E(xt) = E e^{-i\Delta t + ikx}$$

сила пропорциональна $\text{Im}(pE^*)$ — величине, которая определяет энергию поля, поглощаемую атомом в единицу времени. Находя из уравнений (5) и (6) наведенный дипольный момент, получим⁸

$$F_0 = \gamma \hbar k W, \quad W = \frac{|dE|^2}{\hbar^2 [(\Delta - kv)^2 + (\gamma^2/4)] + 2|dE|^2}; \quad (7)$$

здесь W — вероятность заселения верхнего уровня.

Поглощая из светового потока фотон и спонтанно излучая сферическую волну, атом за цикл длительностью γ^{-1} приобретает импульс $\hbar k$ в направлении распространения волны.

Сферическая волна соответствует, однако, классическому пределу. С квантовой точки зрения в каждом элементарном акте излучения фотон уносит импульс, равный по величине $\hbar k$ и направленный произвольным образом. Вероятность испускания фотона в определенном направлении определяется, как известно, интенсивностью сферической волны, излучаемый диполем. Квантовый характер излучения приводит к флуктуациям силы светового давления вблизи среднего значения (7). Однако, относительный вклад таких флуктуаций импульса уменьшается примерно как $1/\sqrt{N}$ при большом числе рассеянных фотонов $N = \gamma t$, t — время взаимодействия³².

Отметим, что вынужденные переходы в поле бегущей волны не дают вклада в среднюю силу светового давления. Поэтому в сильном поле сила не зависит от интенсивности поля и определяется только скоростью спонтанного излучения фотонов $F_0 = \hbar k \gamma / 2$. В этом случае, например, для резонансной линии Na имеем $F_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ эв/см. В работах^{11, 12, 28} экспериментально изучалось рассеяние атомов с помощью силы (7) (см. гл. 5).

Сила F_0 резонансно зависит от частоты поля. В сильном поле ширина резонанса определяется штарковским сдвигом dE/\hbar , в слабом поле — естественной шириной линии $\gamma/2$.

Отметим, что формула для силы F_0 при малых интенсивностях излучения была установлена П. Н. Лебедевым, который изучал давление высокочастотного поля на вибратор.

б) В ы н у ж д е н н о е с в е т о в о е д а в л е н и е

Рассмотрим теперь силу светового давления в неоднородном поле стоячей волны:

$$E(xt) = e^{-i\Delta t} E(x), \quad E(x) = E \cos(kx + \varphi), \quad (8)$$

где φ — фаза волны.

В сильном поле ($dE \gg \hbar \gamma$) затухание в первом приближении можно не учитывать. Такое приближение является строгим, если атом взаимодействует с полем малое время, меньшее γ^{-1} .

В этом случае флуктуации дипольного момента могут быть большими. Так как система уравнений (4) — (6) их не учитывает, то мы будем исходить непосредственно из уравнения Шрёдингера для атома массы M с двумя состояниями:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \left(\frac{\hbar \Delta}{2} \frac{dE(x)}{dE(x)} - \frac{\hbar \Delta}{2} \right) \psi, \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_2 \\ \psi_1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

При $\Delta = 0$ система уравнений (9) после перехода к волновым функциям $\psi_{\pm} = (\psi_1 \pm \psi_2)/\sqrt{2}$ распадается на два волновых уравнения, описывающих движение частиц в потенциалах $\pm V(x)$, где

$$V(x) = dE(x), \quad |\Delta| < \Delta_0. \quad (10)$$

Хотя поле является осциллирующей в пространстве величиной, дипольные моменты в состояниях ψ_{\pm} имеют постоянное значение $p_{\pm} = \pm d$. Будем называть небольшой вблизи резонанса интервал частот $|\Delta| < \Delta_0$, в котором дипольный момент не следует за полем, неадиабатическим.

При немалых расстройках уравнения (9) могут быть диагонализированы в квазиклассическом приближении. В этом случае мы имеем две группы частиц, движущихся в потенциалах $\pm U(x)$, где

$$U(x) = \frac{\hbar}{2} \Delta \chi(x), \quad \chi(x) = \sqrt{1 + \left(\frac{2V(x)}{\hbar \Delta} \right)^2}, \quad |\Delta| > \Delta_0. \quad (11)$$

Волновые функции независимых состояний и дипольные моменты имеют вид

$$\psi_{\pm} = \frac{\psi_1 - a(x)\psi_2}{\sqrt{1+a^2(x)}}, \quad \psi_{\pm} = \frac{\psi_2 + a(x)\psi_1}{\sqrt{1+a^2(x)}}, \quad a(x) = \frac{2V(x)/\hbar \Delta}{1+\chi(x)},$$

$$p_{\pm} = \pm d a(x). \quad (12)$$

В этом случае дипольные моменты «следят» за изменением поля. Поэтому интервал частот $|\Delta| > \Delta_0$ будем называть адиабатическим.

Резонансный и нерезонансный потенциалы атома показаны на рис. 1. Глубина модуляции потенциала $V(x)$ более чем в два раза превышает глубину модуляции $U(x)$. Это обстоятельство существенно для селективного рассеяния атомов в поле стоячей волны⁴³ (см. гл. 5).

При $\Delta \rightarrow 0$ имеем $U(x) = \text{sign } \Delta |V(x)|$, т. е. нерезонансный потенциал атома не переходит в резонансный. Отсутствие предельного перехода связано с нарушением квазиклассического приближения при малых расстройках в узлах стоячей волны, где $U(x)$ имеет резкий излом. В окрестности узла стоячей волны $E(x)$ в уравнении (9) можно считать линейной функцией x . Тогда в квазиклассическом пределе можно воспользоваться теорией Ландау — Зинера¹⁹. После прохождения узла стоячей волны атом с вероятностью $\exp(-\Delta^2/\Delta_0^2)$, $\Delta_0 = \sqrt{2dE\hbar/\pi\hbar}$ имеет траекторию, отвечающую «глубокому» потенциалу $V(x)$. Соответственно, $1 - \exp(-\Delta^2/\Delta_0^2)$ есть вероятность оказаться в «мелком» потенциале $U(x) \approx |V(x)|$.

Если атомы захвачены в потенциальные ямы стоячей волны, то $\hbar \nu$ совпадает с характерной частотой колебаний $\Omega = k \sqrt{dE/M}$. Для захваченных атомов частота, отделяющая резонансную область от нерезонансной (или неадиабатическую область от адиабатической), имеет вид

$$\Delta_0 = \sqrt{\frac{2dE\Omega}{\pi\hbar}}. \quad (13)$$

В сильном поле между характерными частотами выполняется соотношение $\Omega \ll \Delta_0 \ll dE/\hbar$. Критерий сильного поля совпадает с условием квазиклассичности $dE \gg (\hbar k)^2/2M$, которое для разрешенных дипольных переходов выполняется уже в слабых полях $E \gtrsim 10^{-2}$ в/см. Таким образом,

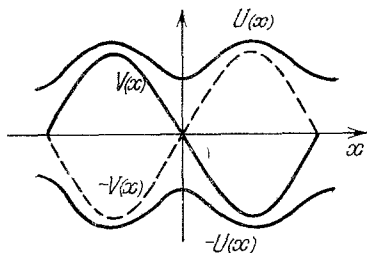


Рис. 1. Резонансный $V(x)$ и нерезонансный $U(x)$ потенциалы атома в стоячей волне.

атом может иметь определенный потенциал $V(x)$ или $U(x)$ только в двух предельных случаях $|\Delta| \ll \Delta_0$ и $|\Delta| \gg \Delta_0$. При $|\Delta| \approx \Delta_0$ атом случайным образом переходит с одной траектории на другую, проводя примерно одинаковое время в каждом потенциале. Этот эффект приводит, в частности, к уширению уровней связанных атомов, что можно заметить по коэффициенту поглощения (гл. 6).

В состоянии с волновой функцией ψ_- атом имеет потенциал $\bar{U}(x)$, а в состоянии ψ_+ — потенциал $-U(x)$. При медленном выключении поля первое состояние переходит в основное состояние ψ_1 , а второе — в возбужденное состояние ψ_2 . В дальнейшем для краткости будем называть состояние ψ_- «нижним», а состояние ψ_+ — «верхним».

При адиабатическом включении поля атом все время находится в «нижнем» состоянии и имеет потенциал $U(x)$ (за исключением малой неадиабатической области частот). Зависимость U от Δ показана на рис. 2 кривой 1. Адиабатический потенциал атома определяется величиной штарковского сдвига частоты. При $|\Delta| < 2dE/\hbar$ штарковский сдвиг линеен по полю и $U(x) = \text{sign } \Delta |dE(x)|$. При $|\Delta| > 2dE/\hbar$ сдвиг квадратичен по полю и $U(x) = [dE(x)]^2/\hbar\Delta$. Вдали от резонанса потенциал атома рассматривался в работе⁵. Сила вынужденного светового давления F_1 является градиентной:

$$F_1 = -\frac{\partial U}{\partial x}. \quad (14)$$

С квантовой точки зрения вынужденное световое давление возникает в результате поглощения фотона из одного светового потока и вынужденного излучения его во встречный поток. Так как изменение последовательности переброса квантов приводит к изменению знака силы, то в стоячей волне F_1 зависит от фазы волны и осциллирует с периодом $\lambda/2 = \pi/k$. Частота переброса квантов порядка dE/\hbar , так что $F_1 \sim kdE$. В поле напряженностью 10^6 в/см (такие критические поля в отношении ионизации имеют атомы щелочных металлов и метастабильные атомы гелия²³) и $d \sim 5$ деб имеем $F_1 \sim 1$ кэв/см. Величина $F_1/F_0 \sim dE/\hbar\gamma$ есть отношение частот вынужденных и спонтанных переходов. Уже в полях больше 1 в/см сила вынужденного светового давления превышает F_0 .

При быстром включении поля с равной вероятностью возбуждаются оба смешанных состояния — «верхнее» и «нижнее». Хотя средний потенциал атома в этом случае равен нулю, воздействие света на атомы отнюдь не исчезает. Просто возникают две группы с одинаковым количеством частиц, движущихся в потенциалах, которые отличаются знаком. Траектория атома расщепляется на две траектории. Критерий внезапного возмущения (τ — время включения)

$$\frac{2U\tau}{\hbar} < 1 \quad (15)$$

может быть реализован не только при быстром включении поля, но и при

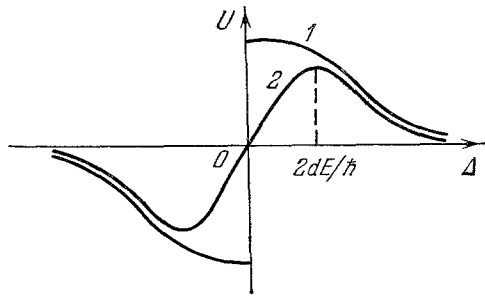


Рис. 2. Зависимость потенциала (за вычетом постоянной составляющей) от расстройки.

Кривая 1 — адиабатический потенциал при $\gamma t < 1$, кривая 2 — средний потенциал при $\gamma t > 1$.

быстром возбуждении атома (например, электронным ударом) в состояние, на которое действует резонансное поле. Другим примером может служить прохождение атомов или молекул через границу вакуум — электромагнитное поле.

1) Двойное лучепреломление молекулярного пучка ²⁴. Рассмотрим прохождение моноэнергетического молекулярного пучка *) через границу светового луча. Луч представляет собой плоскую волну, бегущую вдоль оси y . Сечение луча (на рис. 3 оно заштриховано) выгодно взять в виде эллипса с размерами l_z и $l_x \ll l_z$.

При точном резонансе ($\Delta = 0$) световой луч действует как полупрозрачное зеркало. Действительно, половина молекул имеет отрицательный потенциал — $dE(x)$, втягивается в световой луч и движется далее в первоначальном направлении. Другая половина атомов имеет положительный потенциал и отражается от светового луча как от зеркала. Это происходит в достаточно сильном поле $dE(0) \geq Mv_x^2/2$, где $E(0)$ — напряженность в центре луча, а v_x — скорость нормального падения. Из этого условия необходимую интенсивность излучения J можно выразить через кинетическую энергию частиц T и угол падения θ :

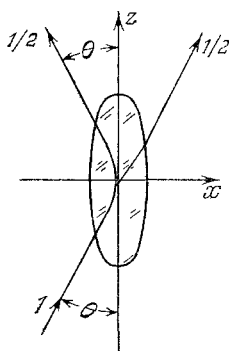


Рис. 3. Эффект двулучепреломления молекулярного пучка в резонансном электромагнитном поле.

$$J = \frac{cl_z l_x}{16} \theta^4 \left(\frac{T}{d} \right)^2. \quad (16)$$

При этом время продольного движения должно быть не меньше времени нормального движения $l_z/v_z \gg l_x/v_x$ или $l_z \gg l_x/\theta$. Полагая $l_x = 10^{-2}$ см, $l_z = 1$ см, $d = 0,3$ деб, $T = 300^\circ \text{K}$ и $\theta = 10^{-2}$ рад, получим $J = 125$ вт. Разумеется, для более медленных молекул нужна меньшая мощность излучения. Время прохождения через луч $\tau = l_x/v_x \sim 2 \cdot 10^{-5}$ сек меньше времени спонтанного излучения. Эффект двулучепреломления как функция частоты имеет вид

узкого резонанса с шириной $\Delta_0 = \sqrt{dE/\hbar\tau} \sim 0,5$ Мгц. При $|\Delta| > \Delta_0$ траектория у молекул одна: они либо проходят через луч при $\Delta < 0$, либо отражаются от него при $\Delta > 0$. При больших расстройках потенциал уменьшается и эффект отражения исчезает. Ширина резонанса по отношению к отражению молекул от светового луча $2dE/\hbar$ и в данном случае составляет 10^3 Мгц.

Отметим, что эффект двулучепреломления молекулярного пучка аналогичен известному явлению Штерна и Герлаха.

Таким образом, при быстром включении резонансного поля атомы и молекулы имеют две траектории. Другим источником удвоения траекторий является спонтанное излучение.

2) Влияние спонтанного излучения. До сих пор мы считали время взаимодействия атомов с полем меньшим времени спонтанного излучения. При $\gamma\tau > 1$ нужно учитывать переходы из «нижнего» состояния в «верхнее» и наоборот. Времена жизни на траекториях оцениваются в гл. 4. Вне резонанса $\hbar\Delta \gg dE$ время жизни «нижнего» состояния велико, а «верхнего» — порядка γ^{-1} . В режиме сильного насыщения $\hbar\Delta \ll dE$ оба состояния имеют примерно одинаковое время жизни $4/\gamma$. Чтобы проиллюстрировать влияние спонтанного излучения, рассмотрим средний

*) Для колебательных переходов в молекулах легче реализовать условие $\gamma\tau < 1$.

потенциал атома в стоячей волне. Такая величина имеет смысл для атомов, у которых кинетическая энергия больше потенциальной и для которых годится приближение заданного движения.

В сильном и медленно изменяющемся поле ($\Delta \gg kv$) решение уравнения (5) можно представить в виде разложения по Δ^{-1} :

$$p = \frac{d}{\hbar \Delta} \left[-V(t)q + i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\gamma}{2} \right) \frac{V(t)q}{\Delta} + \dots \right], \quad V(t) = dE(t). \quad (17)$$

Второе слагаемое в этом выражении мало, но только оно дает вклад в уравнение (6) для $q(t)$:

$$\chi^2(t) \frac{\partial q}{\partial t} + \left[\chi(t) \frac{\partial \chi(t)}{\partial t} + \tilde{\gamma}(t) \chi^2(t) \right] q = -\gamma, \quad \tilde{\gamma}(t) = \frac{1}{2} \gamma [1 + \chi^{-2}(t)]. \quad (18)$$

Параметры χ и $\tilde{\gamma}$ характеризуют насыщение и затухание в атоме. При движении атома в стоячей волне они изменяются со временем. Подставляя решение уравнения (18) в формулу для силы (4), найдем следующее значение среднего потенциала $U_{\text{ср}}(x)$ при $\gamma t \gg 1$ ²¹:

$$U_{\text{ср}}(x) = \gamma U(x) \frac{\overline{\chi^{-1}}}{\tilde{\gamma}}. \quad (19)$$

Черта сверху означает усреднение по периоду колебаний поля. Зависимость $U_{\text{ср}}$ от Δ показана на рис. 2 кривой 2. Вне резонанса атом проводит почти все время в «нижнем» состоянии и $U_{\text{ср}}(x) \approx U(x)$. При $\hbar \Delta \ll dE$ средний потенциал сильно уменьшается, поскольку времена жизни в разных состояниях становятся почти равными. При этом возрастает роль флуктуаций градиентной силы, которые следует описывать с помощью кинетических уравнений.

в) С и л а с м е ш а н н о г о т и п а ²¹

Если не учитывать спонтанное излучение, то в сильном, медленно изменяющемся поле индуцированный дипольный момент атома адиабатически «следит» за полем. В этом случае сила вынужденного светового давления имеет вид градиента (14) и ее среднее значение в стоячей волне равно нулю, $\bar{F}_1 = 0$. Спонтанное излучение приводит к сбою фазы атомного осциллятора и теорема об адиабатическом изменении диполя нарушается. Если при спонтанном испускании фотона дипольный момент изменит знак, то средняя по периоду колебаний поля сила становится отличной от нуля. Обозначим ее через F_2 :

$$F_2 = p \frac{\partial E^*}{\partial x} + \text{к. с.} \quad (20)$$

Сила F_2 не зависит от координаты, но существенно зависит от скорости атома v относительно стоячей волны. Вероятность спонтанного излучения при прохождении атомом одного периода поля порядка γ/kv . Отсюда имеем оценку $F_2 \sim F_1 \gamma/kv \sim \gamma dE/v$. Для точного вычисления F_2 нужно использовать решение уравнения (18). Результат можно выразить через коррелятор параметров χ и $\tilde{\gamma}$:

$$F_2 = \frac{\gamma \hbar \Delta C}{v}, \quad C = \frac{1}{2} \left(\frac{\overline{\chi^{-1} \tilde{\gamma} \chi}}{\tilde{\gamma}} - 1 \right). \quad (21)$$

Зависимость силы F_2 от скорости показана на рис. 4 сплошной линией при $|v| > v_E$ и штриховой при $|v| < v_E$, где $v_E = \sqrt{dE/M}$ — характерная

глубина модуляции скорости. Формула (21) относится только к области больших скоростей $|v| > v_E$, где движение атома можно считать заданным. Безразмерный множитель C зависит от параметра $\hbar|\Delta|/dE$ (рис. 5). При этом $C \approx 1$ в интервале частот $\hbar|\Delta| \leq 0,2 dE$ и быстро убывает вне этого интервала при увеличении расстройки. На границе этого интервала сила F_2 достигает максимума и составляет величину $F_2 \approx 0,2 \text{ sign } \Delta \times \gamma dE/v$, что согласуется с приведенной выше оценкой. В слабом поле

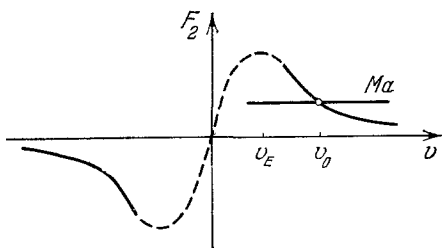


Рис. 4. Зависимость силы смешанного типа от скорости атома.

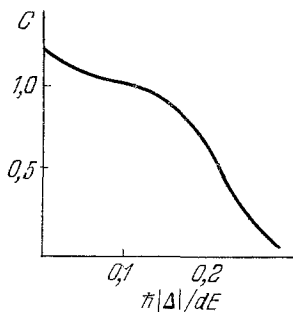


Рис. 5. Зависимость функции C , характеризующей величину силы F_2 , от расстройки.

сила смешанного типа пропорциональна третьей степени интенсивности излучения. Такую зависимость можно понять из следующих соображений. Излучение атома во внешнем поле имеет когерентную и некогерентную компоненты (см., например, ²⁵). Сила F_2 пропорциональна градиентной силе (первая степень интенсивности) и интенсивности некогерентного излучения фотонов. В случае резонансной флуоресценции эта величина пропорциональна квадрату интенсивности внешнего поля ²⁶.

Силу смешанного типа можно также рассматривать как результат комбинационного рассеяния света. Атом поглощает квант внешнего поля с частотой $\omega_0 + \Delta$, а спонтанно излучает квант с частотой перехода ω_0 . В зависимости от знака расстройки энергия переходит от атомов к полю или от поля к атомам. Скорость изменения энергии атомов за счет силы (21) есть

$$\frac{d}{dt} \frac{Mv^2}{2} = \gamma \hbar \Delta C. \quad (22)$$

При $\Delta > 0$ атомы нагреваются, а при $\Delta < 0$ охлаждаются. Энтропия системы «атомы + поле» не уменьшается, так как при спонтанном излучении возрастает энтропия поля.

Для оценок заменим в формуле $F_2 = \text{sign } \gamma dE/v$ скорость на характерную скорость атома в стоячей волне v_E . В результате получим

$$F_2^{\max} = \text{sign } \Delta \cdot 0,1 \gamma \sqrt{dEM}. \quad (23)$$

В поле напряженностью 10^6 в/см имеем $F_2^{\max} \sim 1$ эв/см. В сильном поле сила смешанного типа значительно превышает F_0 , но много меньше F_1 .

3. УСКОРЕНИЕ И ТОРМОЖЕНИЕ АТОМОВ СВЕТОМ

Силы светового давления могут быть использованы для ускорения или торможения атомов и молекул. При этом важно знать не только максимальную энергию, которую поле может передать в кинетическую энергию атомов, но и эффективность такой передачи. Самая простая возможность

ускорения возникает при движении атома в поле плоской бегущей волны под действием силы F_0 . В режиме насыщения атом Na должен пройти путь ~ 15 см, чтобы ускориться до энергии 300 °К. При этом на каждый полученный атомом импульс отдачи $\hbar k$ затрачивается один фотон светового луча с энергией $\hbar\omega \approx 2$ эв. Число фотонов, рассеянных за время ускорения $2 \cdot 10^4$. К. п. д. такого метода ускорения оказывается очень низким, порядка 10^{-6} .

а) Ускорение атомов в поле встречных волн

В сильном поле значительная часть атомов может оказаться в потенциальных ямах стоячей волны. Так, при $E \sim 10^6$ в/см глубина потенциальной ямы $dE \sim 10^{-2}$ эв сравнима с кинетической энергией атомов при комнатных температурах. Захваченные атомы можно ускорять, изменяя частоты встречных волн. Такой метод впервые был предложен для ускорения заряженных частиц радиочастотными полями⁴. Если фаза волны (8) имеет вид

$$\varphi(t) = \frac{\dot{\omega} t^2}{2}, \quad (24)$$

то захваченные атомы движутся с ускорением $a' = \dot{\omega}/k$. При этом потенциальные ямы существуют только при условии $a < a_c = F_1/M$, которое ограничивает скорость изменения частоты. Оценим в качестве примера эффект ускорения метастабильных атомов He (2^3S) полем, резонансным переходу $2^3S - 2^3P$ ($\lambda = 1,08$ мкм). В поле $E = 10^6$ в/см имеем $a_c = 3,7 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹. При $a = 3 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹ за время $2 \cdot 10^{-7}$ сек атомы можно разогнать до энергии 10 кэв. Длина пути ускорения 10 см. Если диаметр луча 0,1 см, то энергия света в импульсе равна 15 дж. Концентрация ускоряемых атомов лимитируется дифракцией светового поля на решетке, возникшей из-за модуляции плотности полем^{5, 21}. Обратную длину рассеяния фотонов q можно найти из соотношения $q = \epsilon' k/2$, ϵ' — переменная (промодулированная) часть диэлектрической проницаемости среды. В данном случае $\epsilon' \sim 10^{-20} n$, где n — плотность атомов. Отсюда для слоя газа толщиной в 1 см находим $n \lesssim 10^{15}$ см⁻³.

Изменение частоты поля. Для ускорения нужно иметь $\dot{\omega} = 2 \cdot 10^{19}$ сек⁻². За время ускорения частота должна измениться на $4 \cdot 10^{12}$ сек⁻¹. Такое изменение частоты возможно либо за счет эффекта Доплера в резонаторе с быстродвижущимися зеркалами¹⁰, либо с помощью фазовой модуляции светового луча²¹. В последнем случае один из световых лучей должен проходить через прозрачный диэлектрик, у которого диэлектрическая проницаемость $\delta\epsilon = \epsilon - 1$ изменяется со временем однородно по всему объему (например, за счет изменения вектора поляризации в анизотропном диэлектрике). Изменение разности фаз после прохождения диэлектрика длиной l есть $\varphi(t) = kl\delta\epsilon(t)/2$. «Включение» диэлектрика должно происходить по закону $\delta\epsilon(t) = \delta\epsilon_0(t/\tau)^2$, где τ — время ускорения*). Отсюда получаем

$$\dot{\omega} = \frac{kl\delta\epsilon_0}{\tau^2}, \quad (25)$$

и интересующую нас величину $\dot{\omega} = 2 \cdot 10^{19}$ сек⁻¹ при $\tau = 2 \cdot 10^{-7}$ сек можно получить при $\delta\epsilon_0 = 1$ и $l = 15$ см.

*) Случай резкого изменения $\epsilon(t)$ для возбуждения встречной волны рассматривался в работе²².

б) Автофазировка в пространстве скоростей

Рассмотрим ускорение атомов силой F_2 . Пусть для определенности $\Delta > 0$, так что сила F_2 является ускоряющей.

В стационарном поле энергия атома согласно уравнению (22) изменяется довольно медленно: энергию в 1 эв в поле 10^6 в/см атом приобретает на расстоянии в 10^2 см. Эффект ускорения можно значительно увеличить, если частота одной из встречных волн линейно меняется со временем, так что атом находится в поле равномерно ускоренной волны. Картину ускорения в этом случае можно понять из рис. 4. В системе покоя волны сила F_2 уравнивается силой инерции Ma (a — ускорение волны) при некоторой скорости v_0 . При этом точка равновесия v_0 является устойчивой относительно малых возмущений скорости. Другими словами, имеет место автофазировка частиц в пространстве скоростей. Ускорение не должно быть слишком большим, так как должно выполняться условие $v_0 \gg v_E$. При $v_0 = v_E$ захваченные атомы движутся в поле силы (23). В этом случае в предельно сильном поле атомы на расстоянии 10^2 см приобретают энергию 10^2 эв.

Эффект ускорения силой F_2 значительно меньше, чем градиентной силой. Но ускорение частиц в режиме автофазировки скоростей имеет два важных преимущества.

Во-первых, таким способом ускоряются все частицы. Если глубина потенциальных ям мала, $dE \ll T$, то количество атомов, захваченных в ямы и ускоренных градиентной силой, оказывается небольшим, порядка $\sqrt{dE/T}$. При ускорении силой F_2 , когда фазовая скорость волны изменяется от $-v_T$ до $+v_T$ (v_T — начальная тепловая скорость), все атомы оказываются захваченными. В результате все частицы в системе координат, связанной с волной, приобретают одинаковую скорость v_0 (с точностью до небольшой полевой модуляции скорости). Происходит, таким образом, охлаждение ускоряемого газа. Во-вторых, время ускорения может быть большим. В случае ускорения захваченных атомов градиентной силой длительность ускорения ограничена временем жизни атома на траектории (см. гл. 4). Это обстоятельство несущественно при ускорении атомов силой F_2 , если только v_0 подходит не слишком близко к своему критическому значению v_E .

в) Охлаждение атомов светом

Охлаждение в поле стоячей волны. При $\Delta < 0$ резонансные атомы замедляются полем стоячей волны. Из (22) имеем характерное время охлаждения атомов τ_1 :

$$\tau_1 = \frac{(\gamma C)^{-1} T}{\hbar |\Delta|}. \quad (26)$$

Иной режим охлаждения имеет место в поле равномерно ускоренной волны. За счет силы F_2^{\max} атомы охлаждаются (группируются вблизи скорости v_0) за время

$$\tau_2 = 10\gamma^{-1} \sqrt{\frac{T}{dE}}. \quad (27)$$

При $dE \ll T$ имеем $\tau_2 \ll \tau_1$. Такой метод охлаждения и ускорения атомов может быть полезен для получения безинверсной генерации с помощью метастабильных атомов (см. гл. 7).

Охлаждение резонансных атомов в стоячей волне может происходить также и за счет силы F_0 ³³. Рассмотрим поле стоячей волны, у которой

амплитуда удовлетворяет условию $dE/\hbar \lesssim kv_T$, а расстройка отрицательна и равна примерно kv_T . Атом, движущийся с положительной скоростью порядка v_T , будет взаимодействовать главным образом с волной, распространяющейся в отрицательном направлении, так как только она будет для атома резонансной (см. формулу (7)). Поэтому атом тормозится силой F_0 и за время

$$\tau_3 = \sqrt{MT} \frac{1}{\gamma \hbar k} \quad (28)$$

его скорость становится заметно меньше тепловой. Более детальные вычисления этого случая проводились в работе⁵⁵. Например, для атомов Mg $\tau_3 \sim 10^{-5}$ сек, а необходимая мощность излучения ~ 1 кет/см².

Охлаждение силой смешанного типа происходит более эффективно, чем силой F_0 , в сравнительно слабых полях $E \gtrsim 10^2 (\hbar k)^2/2Md \sim 1$ эв/см. Так, атомы Mg можно охладить за то же время 10^{-5} сек в поле мощностью 0,2 вт/см². Подчеркнем различие механизмов охлаждения силой смешанного типа и силой спонтанного светового давления F_0 . В сильном поле $dE/\hbar > kv$ атом примерно одинаково взаимодействует с обеими встречно бегущими волнами. Вынужденные переходы дают в этом случае существенный вклад в эффект охлаждения. При $dE/\hbar < kv$ атом эффективно взаимодействует только с одной из волн и скорость охлаждения определяется частотой спонтанных переходов. Наиболее эффективно охлаждение силой F_2 в режиме сканирования частоты.

Охлаждение и нагревание атомов в световом поле за счет столкновений. В отсутствие внешнего поля столкновение атомов обычно является упругим. Другими словами, работа сил взаимодействия между частицами равна нулю. Во внешнем поле (пусть это будет поле плоской бегущей волны) работа этих сил может стать отличной от нуля. Это происходит в том случае, когда в процессе столкновения один из атомов спонтанно испускает фотон и его дипольный момент изменяет знак.

С квантовой точки зрения столкновение становится неупругим в результате комбинационного рассеяния света, поглощения кванта частоты $\omega_0 + \Delta$ и спонтанного испускания кванта частоты ω_0 . При $\Delta < 0$ атомы охлаждаются, а при $\Delta > 0$ — нагреваются. Изменение кинетической энергии относительного движения δT за одно столкновение можно оценить из соотношения (22): $\delta T \sim \hbar \Delta \gamma \tau_{ст}$, где $\tau_{ст}$ — время столкновения. Чтобы найти скорость изменения температуры, это выражение нужно умножить на частоту столкновений $na^3/\tau_{ст}$:

$$\frac{dT}{dt} \sim \gamma \hbar \Delta na^3, \quad (29)$$

где a — такой радиус сил, при котором изменение кинетической энергии атомов не меньше $\hbar |\Delta|$. Разумеется, необходимо также условие $\hbar \Delta \sim dE$. При диполь-дипольном взаимодействии $d^2/a^3 \sim \hbar \Delta$. Отсюда находим окончательную оценку скорости изменения температуры

$$\frac{dT}{dt} \sim \text{sign}(\Delta) \gamma n d^2. \quad (30)$$

При плотности $n = 10^{17}$ см⁻³ температура атомов Mg изменяется вдвое (увеличивается при $\Delta > 0$ и уменьшается при $\Delta < 0$) за 10^{-4} сек в поле мощностью 1 Мет/см².

г) Ускорение атомов π -импульсами²¹

Рассмотрим ускорение атомов с помощью модулированных световых пучков. В этом случае речь может идти только о небольших энергиях ускорения, когда импульс атома изменяется на величину $10^2 - 10^3 \hbar k$. Если на атом падает бегущий световой импульс, заключенный между моментами времени t_1 и t_2 , то после его прохождения импульс атома изменится на величину

$$\int_{t_1}^{t_2} F(t) dt = \frac{1}{2} \hbar k [q(t_2) - q(t_1)]. \quad (31)$$

Это выражение получается с помощью уравнения (6), если в нем пренебречь релаксацией (короткие световые импульсы).

Пусть на атом, находящийся в основном состоянии ($q(t_1) = -1$), падает π -импульс. Тогда атом перейдет в возбужденное состояние ($q(t_2) = +1$).



Рис. 6. Ускорение π -импульсом атома, находящегося в основном состоянии (а); ускорение возбужденного атома π -импульсом, бегущим в противоположную сторону (б).

и изменит свой импульс на $\hbar k$ (рис. 6, а). Если на атом опять подействует π -импульс, бегущий в противоположном направлении, то атом перейдет в основное состояние и его импульс снова увеличится на $\hbar k$ (рис. 6, б). Полное изменение импульса атома за цикл есть $2\hbar k$.

Важно, чтобы π -импульсы, бегущие в противоположные стороны, действовали бы на атом строго поочередно. Такие условия приближенно могут быть реализованы либо внутри резонатора лазера, работающего в самосинхронизованном режиме⁴⁵, либо с помощью однонаправленных импульсов и слабого постоянного встречного поля. Условия, определяющие

π -импульс ($\Delta = 0$ и $d \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt = \pi \hbar / 2$) выполняются, однако,

не строго. Мера отклонения от этих условий определяет количество импульсов N , при которых происходит когерентное ускорение. После N рассеяний фаза атомного осциллятора может настолько измениться, что ускорение сменится торможением. Если относительное отклонение от условий π -импульса порядка ε (характерный масштаб расстройки определяется длительностью импульса τ), то имеем либо $N \sim \varepsilon^{-1}$, либо $N \sim \varepsilon^{-2}$ для постоянных и флуктуирующих отклонений.

Допплеровский сдвиг частоты приводит к расстройке, которая в процессе ускорения увеличивается. Анализ показывает, что при условиях $\varepsilon^2 / \tau < kv < 1 / \tau$ изменение фазы из-за эффекта Доплера становится случайным и $N \sim \varepsilon^{-2}$. Спонтанное излучение приводит также к нарушению когерентности взаимодействия атома с π -импульсами. При большом числе рассеянных квантов трудно добиться, чтобы время ускорения было бы меньше γ^{-1} . Единственный, по-видимому, выход заключается в использовании импульсов с малой длительностью (большой скважностью) и рассеянии атомов около зеркала, где временной интервал между встречно бегущими импульсами мал, так что атом в течение сравнительно большого интервала между однонаправленными импульсами находится в основном

состоянии. Ускорение атомов π -импульсами представляет интерес для резонансного рассеяния атомов на малые углы в атомном пучке. При $N \sim 10^2 - 10^3$ углы отклонения порядка $10^{-2} - 10^{-1}$ рад. Как функция частоты средняя сила, обусловленная π -импульсами, имеет вид узкого пика с шириной $1/\tau N$, меньшей характерного полевого уширения $2dE/\hbar$. Ускорение атомов импульсами с переменной частотой рассматривалось в работе ²⁷, а ускорение π -импульсами обсуждалось также в ⁵⁸.

д) Ускорение атомов двухчастотным полем ²⁰

Постоянная в пространстве сила (неградиентного вида) может возникнуть не только за счет диссипативных процессов, но также и за счет нарушения адиабатического приближения, которое может произойти в немонохроматическом поле. Ниже рассмотрен простой пример специального вида поля, в котором эффективная сила оказывается знакоопределенной на расстоянии, много большем длины волны, и оценен возможный эффект ускорения.

В поле двух стоячих волн вида

$$E(xt) = E \cos kx + E_1 \cos(kx + \pi/4) e^{i\delta p y - i\Delta t},$$

$$E_1 \ll E, \quad \hbar\Delta = 2dE \cos \frac{\pi}{4}, \quad (32)$$

работу производит в основном сильное поле стоячей резонансной волны $E \cos kx$. При этом половина атомов имеет потенциал $+dE \cos kx$, а половина $-dE \cos kx$. Движение атома будем считать медленным $kv \ll dE/\hbar$. Поле E_1 действует как малое возмущение всюду, за исключением точек $kx = -\pi/4 + m\pi$ (m — целое число), в которых возникает резонанс: частота слабого поля совпадает со штарковским расщеплением уровней сильным полем.

Если выполняется критерий $dE_1 > \sqrt{\hbar kv dE}$, то мы будем иметь дело с так называемым медленным прохождением через резонанс. Тогда после прохождения точки $kx = -\pi/4$ атом перейдет с одного квазиуровня на другой и потенциал изменит знак. Эффективная потенциальная энергия атома в присутствии слабого сигнала показана на рис. 7 жирной линией, переходы обозначены штриховой линией. В точках $kx = \pi/4 + m\pi$ также имеет место резонанс, но амплитуда слабого поля здесь обращается в нуль и переходы с одного уровня на другой здесь отсутствуют (быстрое прохождение через резонанс). В точках разрыва происходит поглощение (или испускание) кванта слабого поля. Среднее изменение энергии при прохождении одного периода поля (длины волны) теперь отлично от нуля и равно $4dE \cos \pi/4$, т. е. появляется постоянная в пространстве сила.

Однако такой механизм ускорения не может действовать неограниченное время. По мере увеличения скорости нарушается критерий медленного прохождения через резонанс и ускорение прекращается. Поэтому реально можно говорить только о небольшом увеличении скорости. Например, для того чтобы рассеивать тепловые атомы Na в атомном пучке на угол $\sim 0,1$ рад, требуется мощность резонансного поля порядка $0,3$ вт. Эта величина примерно в 10 раз меньше мощности стационарной монохрома-

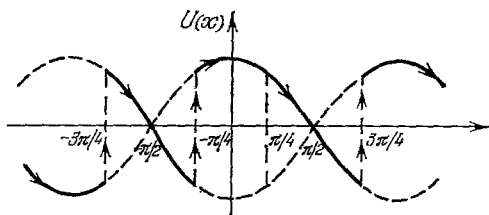


Рис. 7. Эффективный потенциал атома в поле (32) (показан жирной линией).

тической волны (см. гл. 5), необходимой для рассеивания атомов на тот же угол. Выигрыш в мощности происходит за счет того, что атом «использует» энергию не одной, а многих, порядка десяти, потенциальных ям.

Эффект ускорения существенно зависит от частоты слабого поля. Ширина резонансной области значительно меньше штарковского расщепления dE/\hbar .

4. ВЫНУЖДЕННЫЙ ЭФФЕКТ ОТДАЧИ

В слабом световом поле эффект отдачи проявляется, как известно, в том, что контур поглощения сдвинут на $\varepsilon(\hbar k)/\hbar$ в фиолетовую, а контур испускания — на $\varepsilon(\hbar k)/\hbar$ в красную сторону относительно частоты перехода бесконечно тяжелого атома. Здесь $\varepsilon(\hbar k) = (\hbar k)^2/2M$ — энергия отдачи при поглощении или излучении одного фотона. Эффект отдачи может стать заметным при условии

$$2\varepsilon(\hbar k) > \hbar\gamma, \quad (33)$$

которое в оптике может выполняться только для очень узких атомных или молекулярных резонансов. Если λ выражено в микронах и A — атомный вес, то $\varepsilon(\hbar k)/\hbar = 1,2 \cdot 10^6 A^{-1} \lambda^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Особенности в процессах вынужденного излучения и поглощения с учетом отдачи по теории возмущений изучались в работах ^{6, 31} в связи с теорией лэмбовского провала.

В сильном неоднородном поле атом переизлучает много квантов и его траектория может существенно измениться. Возникает вопрос: как влияет движение атома на его отклик, т. е. на средний дипольный момент p (или, наоборот, как влияет отклик на движение атома)? Приведем простой пример сильной корреляции между движением атома и его откликом. Речь идет о двойном лучепреломлении молекулярного пучка. В случае точного резонанса, средний индуцированный дипольный момент молекул, пересекающих границу светового пучка со скоростью v , есть

$$p(x) = \frac{d^2 E(x)}{\sqrt{(Mv^2/2)^2 + [dE(x)]^2}}. \quad (34)$$

При $\Delta = 0$ можно считать, что половина атомов имеет дипольный момент, направленный по полю, а половина — против поля. Атомы, имеющие потенциал $-dE(x)$, втягиваются в световой луч и их плотность становится меньше сравнительно с атомами с потенциалом $+dE(x)$. В результате возникает средний дипольный момент. Таким образом, в сильном неоднородном электромагнитном поле индуцированный дипольный момент зависит не только от величины и частоты поля, но и от кинетической энергии атома.

а) К и н е т и ч е с к о е у р а в н е н и е

Чтобы последовательно учесть эффект отдачи при вынужденных и спонтанных переходах, будем исходить из квантового кинетического уравнения для матрицы плотности атомов $\rho(x_1 x_2 t)$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho(1, 2)}{\partial t} + \hat{\gamma} \rho(1, 2) = \\ = \frac{1}{i\hbar} \{ [\mathcal{H}_0(1) + \mathcal{H}(1)] \rho(1, 2) - \rho(1, 2) [\mathcal{H}_0(2) + \mathcal{H}(2)] \}; \end{aligned} \quad (35)$$

здесь \mathcal{H}_0 — оператор кинетической энергии, \mathcal{H} — оператор взаимодействия атома с полем (3), а $\hat{\gamma}$ — оператор релаксации из-за спонтанного излучения.

Уравнение (35) допускает точное решение в случае плоской бегущей волны произвольной интенсивности ⁶. При этом отдача, однако, не бывает большой, так как вынужденные переходы не вносят вклад в этом случае в эффект отдачи. В стоячей волне не малой амплитуды изменение движения атомов может стать значительным, но уравнения (35) в этом случае являются сложными. Однако их можно существенно упростить в важном квазиклассическом пределе

$$Mv \gg \hbar k. \quad (36)$$

Переходя к смешанному вигнеровскому представлению (к координатному пространству и пространству скоростей)

$$\rho(x, v, t) = \int \frac{dx'}{2\pi\hbar} \rho\left(x + \frac{x'}{2}, x - \frac{x'}{2}, t\right) e^{iMvx'/\hbar},$$

ограничимся первой поправкой в разложении гамильтониана по градиенту поля ²⁴

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} + \hat{\gamma}\right) \rho = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}(xt) \rho - \rho \mathcal{H}(x, t)] + \\ + \frac{1}{2M} \left(\frac{\partial \mathcal{H}(x, t)}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial v} + \frac{\partial \rho}{\partial v} \frac{\partial \mathcal{H}(x, t)}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (37)$$

Вынужденный эффект отдачи в кинетическом уравнении (37) описывается вторым слагаемым в правой части. Когда оно превышает $\hat{\gamma}\rho$, отдача становится существенной и мы приходим к критерию

$$\frac{\partial}{\partial x} \left| \frac{dE(x, t)}{Mv} \right| > \gamma. \quad (38)$$

Левая сторона этого неравенства определяет величину доплеровского сдвига за счет модуляции скорости неоднородным полем. Неравенство (38) обобщает критерий (33) на случай сильного неоднородного поля и может выполняться для широких атомных резонансов с $\gamma \gtrsim 10^7$ гц. Запишем уравнения (37) для отдельных компонент матрицы плотности — для функции распределения $f = \rho_{11} + \rho_{22}$, разности населенностей $q = \rho_{22} - \rho_{11}$ и индуцированного дипольного момента $p = d\rho_{12}$:

$$\frac{df}{dt} + \hat{\gamma}f = -\frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial v} \frac{\partial E^*(x, t)}{\partial x} + \text{к. с.}, \quad (39)$$

$$\frac{dp}{dt} + \frac{\gamma}{2} p = -\frac{i}{\hbar} d^2 E(x, t) q - \frac{d^2}{M} \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v}, \quad (40)$$

$$\frac{dq}{dt} + \hat{\gamma}q = 2ipE^*(x, t) + \text{к. с.}, \quad (41)$$

где $d/dt = \partial/\partial t + v\partial/\partial x$ — полная производная по времени. Первое уравнение описывает движение центра тяжести атома под действием силы светового давления (4). Уравнения (40) и (41) описывают изменение в атомных состояниях под действием резонансного поля. Отличие этих уравнений от уравнений (5) и (6) связано со вторым слагаемым в правой части (40), которое учитывает корреляцию между движением атома и наведенным дипольным моментом. Подчеркнем, что уравнения (39) — (41) учитывают флуктуации дипольного момента и зависимость p от состояния движения атома.

За счет спонтанных переходов импульс атома может измениться на величину $\hbar k$. Оператор релаксации $\hat{\gamma}$ удобно записать для функций распределения атомов в основном и возбужденном состояниях

$$\hat{\gamma}\rho_{22} = -\gamma\rho_{22}, \quad \hat{\gamma}\rho_{11}(\mathbf{v}) = \gamma \int d\mathbf{n} F(\mathbf{n}) \rho_{22}\left(\mathbf{v} + \frac{\hbar k \mathbf{n}}{M}\right), \quad (42)$$

где $F(\mathbf{n})$ — вероятность спонтанного излучения кванта в направлении \mathbf{n} .

Первое уравнение (42) описывает уход из возбужденного состояния, а второе — приход в основное состояние. Оператор релаксации (42) использовался в ³¹ для нахождения формы лэмбовского провала и в работе ³² для вычисления флуктуаций импульса в процессе ускорения атомов плоской бегущей волной.

В квазиклассическом пределе оператор $\hat{\gamma}$ описывает медленную диффузию атомов по скоростям:

$$\hat{\gamma}\rho_{11} = \gamma \left[1 + \frac{1}{5} \left(\frac{\hbar k}{M} \right)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial v_x^2} + \frac{\partial^2}{\partial v_y^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v_z^2} \right) \right] \rho_{22}. \quad (43)$$

Вдоль направления вектора поляризации (ось z) коэффициент диффузии в два раза меньше, чем в поперечном направлении.

Рассмотрим некоторые особенности вынужденного эффекта отдачи в монохроматическом неоднородном поле (8) с помощью квазиклассических уравнений (39) — (41), пренебрегая медленной диффузией за счет спонтанного излучения и полагая $\hat{\gamma} \approx \gamma$.

1) **Н е р е з о н а н с н ы й с л у ч а й.** Начнем с нерезонансного случая $\Delta > kv_0$, где v_0 — характерная скорость атомов. Применяя процедуру разложения по Δ^{-1} (см. гл. 2), получим систему двух кинетических уравнений для функций $S_{\pm} = [f \pm \chi(x)q]/2$

$$\frac{dS_{\pm}}{dt} \pm (\gamma_+ S_+ - \gamma_- S_-) = \pm \frac{1}{M} \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial S_{\pm}}{\partial v}, \quad \gamma_{\pm}(x) = \frac{\gamma}{4\chi^2(x)} [\chi(x) \pm 1]^2. \quad (44)$$

При выключении поля имеем $\chi \rightarrow 1$, $S_+ \rightarrow \rho_{22}$ и $S_- \rightarrow \rho_{11}$. Таким образом, S_+ есть функция распределения атомов в «верхнем» смешанном состоянии, а S_- — в «нижнем» состоянии. В слабом поле времена жизни этих состояний сильно отличаются: при $dE \ll \hbar\Delta$ имеем $\gamma_+ \approx \gamma$ и $\gamma_- = \gamma [dE(x)/\hbar\Delta]^4$. Большую часть времени в слабом поле атом проводит в «нижнем» состоянии. Время жизни в этом состоянии обратно пропорционально квадрату интенсивности поля. В сильном поле при $\hbar\Delta \ll dE$ времена жизни в разных состояниях одинаковы $\gamma_+ \approx \gamma_- \approx \gamma/4$. Суммарная населенность обоих состояний, разумеется, сохраняется, так как нижний уровень является основным.

Уравнения (44) описывают частицы двух сортов, которые движутся в потенциалах, отличающихся знаками. Частицы являются нестабильными и «переходят» друг в друга, сохраняется только полное число частиц. Можно также считать, что имеется одна группа частиц с двумя траекториями движения. На одной траектории атом находится в течение времени $1/\gamma_-$ и имеет потенциал $U(x)$. Затем в результате сбоя фазы при спонтанном излучении дипольный момент атома может изменить знак. Тогда атом в течение времени $1/\gamma_+$ будет иметь потенциал $-U(x)$. Переходы с одной траектории на другую имеют статистический характер. При таких переходах сохраняются координата и импульс частицы. Если, находясь на одной траектории, атом оказался захваченным в потенциальную яму стоячей волны, то, переходя на другую траекторию, атом только с некоторой вероятностью может оказаться опять в связанном состоянии. Вообще же говоря, он становится свободным. В этом отношении имеется принципиальное различие между заряженными частицами и резонансными атомами. Заряженные частицы могут быть локализованы в трехмерных потенциальных ямах ⁴. Время жизни атомов в связанном состоянии оказывается конечным. Чтобы его увеличить, нужно уменьшить поле, т. е. уменьшить глубину потенциальной ямы *).

*) В численном примере с ускорением He (2^3S) до больших энергий время ускорения только в два раза превышает время жизни He (2^3P). Параметр, характеризующий вероятность выхода из ямы, есть $\gamma t/4 = 1/2$.

2) Резонансный случай. В сильном поле при $\Delta = 0$ из-за эффекта насыщения разность населенностей q становится малой величиной и ею можно пренебречь. Для величин $R_{\pm} = [f \pm \frac{1}{2} \text{Re}(p/d)]/2$ из (39) — (44) имеем уравнения

$$\frac{dR_{\pm}}{dt} \pm \frac{\gamma}{4} (R_{+} - R_{-}) = \pm \frac{1}{M} \frac{\partial V(x)}{\partial x} \frac{\partial R_{\pm}}{\partial v}. \quad (45)$$

Атом имеет теперь два состояния с резонансными потенциалами $\pm V(x)$. Времена жизни на каждой траектории одинаковы и равны $4/\gamma$.

б) Нагревание атомов немонохроматическим полем

Если резонансное поле стоячей волны является немонохроматическим, то сила вынужденного светового давления является случайной величиной. Пусть для простоты флуктуирует только фаза волны $\varphi(t)$ и коррелятор фаз имеет вид

$$\langle [\varphi(t) - \varphi(0)]^2 \rangle = 2\Gamma t. \quad (46)$$

Стохастическое ускорение (нагревание) возникает при большой ширине спектра флуктуаций Γ :

$$\Gamma > \Omega, \quad \Omega = k \sqrt{\frac{dE}{M}}. \quad (47)$$

При $\Gamma < \Omega$ атомы, захваченные в потенциальные ямы, адиабатически «следят» за полем и нагревание отсутствует. При $\Gamma > \Omega$ адиабатическое приближение нарушается. Когда $\Gamma \gg \Omega$, усредненная по пространству и времени функция распределения атомов $\langle f(v, t) \rangle$ подчиняется уравнению Фоккера — Планка:

$$\frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\langle F \rangle \langle f \rangle}{M} - D \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial v} \right) = 0. \quad (48)$$

Если частота поля является в среднем резонансной, то коэффициент диффузии имеет наиболее простой вид^{24,29}:

$$D(v) = \frac{\Gamma (k dE)^2}{2M^2 [\Gamma^2 + (kv)^2]}, \quad \Delta = 0. \quad (49)$$

В частотной зависимости $D(0)$ от Δ , показанной на рис. 8, есть две характерные области. В широком интервале частот $|\Delta| \sim dE/\hbar$ поведение коэффициента диффузии определяется зависимостью градиентной силы F_0 от расстройки. Узкий пик в центре при $|\Delta| < \Delta_0^* = \sqrt{dE\Gamma}/\hbar$ связан с изменением времени корреляции силы при переходе от нерезонансного к резонансному случаю. Действительно, в резонансе речь идет о корреляции амплитуд поля, а вне резонанса — о корреляции флуктуаций интенсивности. В последнем случае время корреляции в четыре раза меньше, чем в первом.

Энергия медленных атомов линейно растет со временем

$$\langle Mv^2 \rangle = MD(0)t. \quad (50)$$

Быстрые атомы «усредняют» градиентную силу по периоду и при $kv > \Gamma$ энергия растет только как \sqrt{t} .

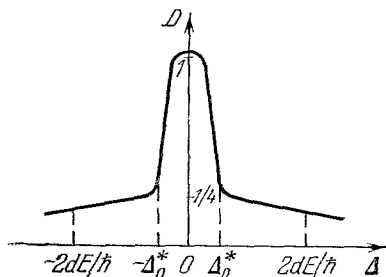


Рис. 8. Зависимость коэффициента диффузии атомов по скоростям от расстройки.

Оценим эффект нагревания атомов с помощью соотношения (49). При малых Γ быстро нарушается линейный режим нагревания (50), а при больших Γ этот процесс происходит очень медленно. Наиболее благоприятный случай возникает при $\Gamma \approx kv^*$, где v^* — конечная скорость нагревания. Исходя из этого условия, можно найти интенсивность излучения, необходимую для нагревания атомов до эффективной температуры T^* за время τ

$$E^2 = (kv^*\tau)^{-1} \left(\frac{2T^*}{a} \right)^2. \quad (51)$$

Для нагревания атомов Na до 300 °K за время $2 \cdot 10^{-5}$ сек необходима мощность 1 Мет/см².

В монохроматическом поле стоячей волны возникает диффузия по скоростям за счет комбинации спонтанных и вынужденных переходов. Как и силы, действующие на атом, коэффициенты диффузии можно разделить по типу излучения фотонов.

5. РАССЕЯНИЕ АТОМОВ СВЕТОМ И ПРОБЛЕМА РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ

В настоящее время очень интенсивно изучается проблема разделения изотопов лазерными методами³⁴⁻³⁶. Здесь мы рассмотрим возможность разделения изотопов с помощью светового давления. Общая схема такого подхода следующая. Атомный пучок или струя под прямым углом пересекает световой луч. Ввиду резонансного характера сил светового давления при некоторых условиях из пучка (или струи) рассеиваются только определенные изотопы. Ниже обсуждается эффективность рассеяния атомов и молекул с помощью сил, рассмотренных в гл. 2.

а) Отклонение атомов полем бегущей волны

В 1933 г. Фриш² наблюдал отклонение (очень малое) атомов Na в атомном пучке при облучении его резонансной лампой. Ашкин⁸ показал, что сила спонтанного светового давления лазерного луча достаточно велика для отклонения атомов на большие углы. В работах^{11, 12} описаны эксперименты по отклонению пучка атомов Na с помощью лазера на красителе и резонансной лампы. На рис. 9 показано распределение концентрации атомов в сечении пучка до облучения светом (кривая 1) и после облучения (кривая 2). Ширина спектра лазерного излучения позволяла возбуждать только определенный переход между компонентами сверхтонкой

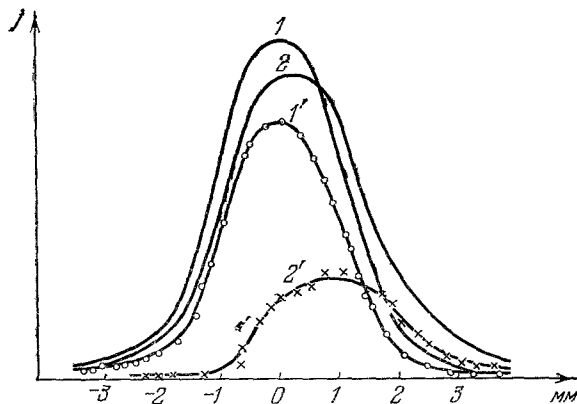


Рис. 9. Распределение плотности атомов в сечении пучка до облучения светом (кривая 1) и после облучения (кривая 2).

структуры. Поэтому в функцию распределения, показанную кривой 2, дают вклад нерезонансные, нерассеянные атомы (кривая 1') и резонансные, рассеянные атомы (кривая 2'). Число возбуждений резонансных ато-

мов светом составляло примерно 60, что соответствует углу рассеяния $(3-2) \cdot 10^{-3}$ рад. Бернхардт и др.²⁸ произвели с помощью силы спонтанного светового давления разделение изотопов Ва.

Отклонение полем бегущей волны требует длительного пребывания атомов в световом луче. Это обстоятельство может значительно ухудшить параметры атомного пучка или струи, так как при резонансном возбуждении «включается» диполь-дипольное взаимодействие и столкновительное сечение рассеяния атомов резко возрастает. Другой причиной, по которой длительное облучение нежелательно, является переход атомов в процессе облучения на метастабильные уровни, как например, в случае атомов Ва.

При увеличении интенсивности излучения сила F_0 выходит на насыщение, а селективность воздействия ухудшается из-за полевого уширения. Очевидно, должно выполняться условие $dE/\hbar \ll \Delta_{из}$, где $\Delta_{из}$ — величина изотопического сдвига частоты. Невозможность использовать сильное поле приводит к ограничению на плотность атомов в пучке или струе, и тем самым ограничивает производительность метода. Ввиду малой радиационной ширины силу F_0 трудно использовать для рассеяния молекул в инфракрасном поле *). Крайне невыгодным является также и энергетический баланс при спонтанном рассеянии фотонов. Все эти обстоятельства существенно ограничивают возможности применения силы F_0 для разделения изотопов. Однако их можно устранить, если использовать для рассеяния атомов силу вынужденного светового давления.

б) Рассеяние атомов в стоячей световой волне

Стоячая волна образует дифракционную решетку с периодом полу-волны $\lambda/2$. Эффективность рассеяния электронов на такой решетке оценивалась Капицей и Дираком³⁷. При почти нормальном падении на световую волну малые дифракционные углы рассеяния θ_n определяются условием Вульфа — Брэгга

$$\theta_n = \frac{2\hbar kn}{p}, \quad (52)$$

где p — импульс падающих частиц.

Теория эффекта Капицы — Дирака рассматривалась в работах^{38,39}. В работах^{40, 41} наблюдалось рассеяние электронов в мощных световых полях в первой дифракционный максимум. Для энергии электронов в 10 эв, использованной в работе⁴⁰, имеем $\theta_1^e \sim 10^{-3}$ рад.

Рассмотрим особенности рассеяния атомов и молекул в резонансном поле стоячей волны³⁰. Углы между дифракционными максимумами для атомов несколько меньше, чем для электронов. Для тепловых атомов Na, например, имеем $\theta_1^a \sim 10^{-4}$ рад. Однако число квантов, рассеянных атомами, может быть велико. Поэтому в сильном резонансном поле максимальный угол отклонения у атомов гораздо больше, чем у электронов. Ввиду большого числа рассеянных квантов задачу о дифракции атомов на стоячей резонансной волне можно рассматривать с классической точки зрения. Пусть световая волна (8) является монохроматической, $\varphi = \text{const}$. Атомы пучка или струи движутся вдоль оси y . Поперечные скорости атомов в налетающем пучке отсутствуют, $v_x = 0$, продольные скорости v_y одинаковы. Границу светового пучка будем считать для простоты резкой.

В области светового луча на атом действует градиентная сила F_1 , направленная по оси x . Поперечную энергию атомов можно найти из

*) В работе⁵⁹ сообщается о наблюдении перепада давления порядка 10^{-5} тор в колбе с газом SF_6 , облученным резонансным полем CO_2 -лазера

закона сохранения энергии

$$\frac{Mv_x^2}{2} + U(x) = U(x_0), \quad (53)$$

где x_0 — точка влета атома в световой луч.

При выходе из светового луча атом имеет некоторую поперечную скорость, которая определяется начальной координатой x_0 (x_0 — случайная величина) и временем взаимодействия с полем l_y/v_y (l_y — толщина луча). Максимальную поперечную энергию в стационарном поле $U(x)$ атом может приобрести только в световом луче достаточно большой толщины $l_y \gg l_c$, где критическая толщина определяется из условия согласования времен пролета и периода (точнее, четверти периода) колебания в потенциальной яме

$$\frac{l_c}{v_y} \sim \frac{\lambda}{2v_E}; \quad (54)$$

для оценок можно считать, что $l_c = \lambda/\theta_m$, где θ_m — максимальный угол рассеяния атомов при данной скорости влета

$$\theta_m = 2 \sqrt{\frac{dE}{Mv_y^2}}. \quad (55)$$

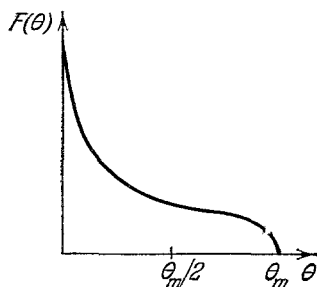


Рис. 10. Функция распределения по углам рассеяния.

Здесь использована формула для резонансного потенциала и учтено, что глубина модуляции потенциала есть $2dE$.

Усредняя результат рассеяния по x_0 , получим для моноэнергетического пучка (струи) функцию распределения по углам $F(\theta)$, показанную на рис. 10. Примерно 30% частиц рассеивается в интервал углов от $\theta_m/2$ до θ_m .

Найдем интенсивность стоячей волны J , необходимую для стационарного рассеяния атомов и молекул на характерный угол θ_m . Считая,

Таблица I

	λ , мкм	θ_m , рад	J , см	$2dE/\hbar$, эв
Na	0,6	$5 \cdot 10^{-2}$	2	10^{10}
Na	0,6	$2 \cdot 10^{-2}$	0,1	10^9
SF ₆	10,6	$2 \cdot 10^{-2}$	200	10^9

что световой луч сфокусирован (сжат) вдоль оси y до толщины $l_y = l_c$, высота светового луча $l_z = 0,1$ см и $Mv_y^2 = 300$ °К, находим

$$J = 2,5 \cdot 10^5 \frac{\lambda \theta_m^3}{d^2} \text{ см}, \quad (56)$$

где λ выражено в микронах, θ_m — в радианах, а d — в дебаях.

Характерные для атомов и молекул значения J приведены в табл. I. При переходе от атомов к молекулам из-за увеличения длины волны и уменьшения дипольного момента J возрастает в несколько тысяч раз.

Если бы спонтанное излучение отсутствовало, то рассеяние атомов было бы упругим. Например, при отклонении атомов Na на угол $\theta_m = 5 \cdot 10^{-2}$ рад параметр неупругости $\gamma t \leq 1$, т. е. каждый атом рассеивает из светового луча не более одного фотона.

1) И м п у л ь с н ы й р а с с е я н и я. Пусть атомы пересекают нефокусированный световой луч с поперечным сечением 1 см^2 ($l_y \sim l_z \sim 1 \text{ см}$). Длительность светового импульса $\tau_{\text{имп}} = 10^{-8} \text{ сек}$, а амплитуда поля в максимуме $7,5 \cdot 10^3 \text{ в/см}$. При таких условиях резонансные атомы рассеиваются в режиме согласования времен $\tau_{\text{имп}}$ и периода колебаний в потенциальной яме $\lambda/2v_E$. Поэтому атомы успевают приобрести поперечную энергию, которую они могли бы набрать в статическом потенциале. Полная энергия светового импульса, необходимая для рассеяния атомов Na на угол $\theta_m = 0,1 \text{ рад}$, составляет 2 мдж .

У молекул, рассеиваемых инфракрасным излучением, соответствующие параметры таковы: угол рассеяния $\theta_m = 3 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$, $\tau_{\text{имп}} = 10^{-6} \text{ сек}$, полная энергия импульса $0,2 \text{ дж}$.

2) С е л е к т и в н о с т ь р а с с е я н и я. При $\Delta_{\text{из}} \gg dE/\hbar$ селективность рассеяния может быть обеспечена за счет резкого уменьшения глубины потенциала $U(x)$ при больших расстройках.

Посмотрим, можно ли обеспечить селективность рассеяния при $\Delta_{\text{из}} \ll dE/\hbar$. Допустим, что частота поля стоячей волны настроена точно на частоту перехода данного изотопа, $\Delta = 0$. Тогда резонансные изотопы рассеиваются примерно равномерно в интервал углов $|\theta| < \theta_m$, как показано на рис. 11.

Нерезонансные изотопы, у которых частотный сдвиг удовлетворяет условию $\Delta_{\text{из}} > \Delta_0$, будут рассеиваться в потенциале $U(x) \approx |dE(x)|$. Глубина модуляции такого потенциала в два раза меньше глубины резонансного потенциала. Поэтому нерезонансные изотопы будут «выметать» интервал углов $|\theta| < \theta_m/\sqrt{2}$, а на углы $\theta_m/\sqrt{2} < |\theta| < \theta_m$ будут рассеиваться только резонансные изотопы.

Таким образом, изотопы, удовлетворяющие условию

$$\Delta_0 < \Delta_{\text{из}} \ll \frac{dE}{\hbar}, \quad (57)$$

могут быть разделены с высокой степенью обогащения.

Для Na в поле напряженностью $7,5 \cdot 10^3 \text{ в/см}$ имеем $\Delta_0 = 500 \text{ Мгц}$. В данном случае эффективная ширина резонансного рассеяния Δ_0 в 50 раз превышает ширину верхнего рабочего уровня и в 60 раз меньше полевой ширины $2dE/\hbar = 3 \cdot 10^{10} \text{ гц}$. Другими словами, в поле мощной стоячей волны мы несколько проигрываем в избирательности рассеяния по сравнению со случаем слабой бегущей волны. Зато существенно укорачивается (более чем в 2000 раз) время взаимодействия атомов с полем и значительно возрастает длина свободного пробега фотонов. Это обстоятельство позволяет надеяться получить высокую производительность разделения изотопов в стоячей волне.

«Бесстолкновительные» методы разделения изотопов имеют верхнюю границу производительности, которая определяется скоростью протекания потока и допустимой (по отношению к столкновениям) плотностью атомов. С этой точки зрения большой интерес представляют мощные газодинамические струи, в которых плотность атомов достигает величины

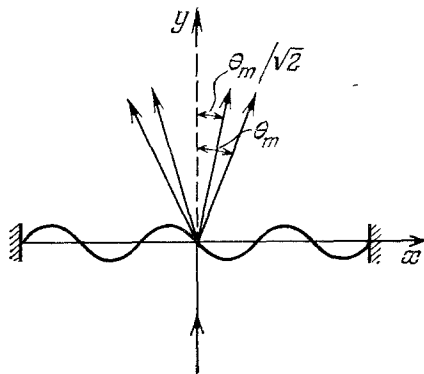


Рис. 11. Резонансные изотопы рассеиваются в интервал углов $|\theta| < \theta_m$, нерезонансные — в интервал углов $|\theta| < \theta_m/\sqrt{2}$.

10^{15} см^{-3} ⁴⁶. Скорость потока является сверхзвуковой, а температура частиц низкая, т. е. поток является моноэнергетическим.

3) Рассеяние атомов немонохроматическим потоком. Когда выполняется условие (47), то атомы при прохождении через луч стохастически ускоряются в поперечном направлении. Функция распределения по углам является гауссовой с дисперсией $\bar{\theta}^2$:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2} \theta_m \Omega \sqrt{\frac{\tau_{\text{имп}}}{\Gamma}}. \quad (58)$$

Так, в поле $7,5 \cdot 10^3 \text{ в/см}$, $\tau_{\text{имп}}^{\text{эв}} = 10^{-8} \text{ сек}$ и $\Gamma = 440^8 \text{ гц}$ имеем $\bar{\theta} = 0,02 \text{ рад}$. Такой режим рассеяния также может быть использован для разделения изотопов. Поскольку средний угол выражается через коэффициент диффузии атомов $\bar{\theta} = \text{const} \sqrt{D}$, то зависимость угла рассеяния от расстройки имеет две характерные частоты, $2dE/\hbar$ и Δ_0^* . При $|\Delta| > \Delta_0^*$ угол рассеяния $\bar{\theta}(\Delta)$ уменьшается вдвое по сравнению с $\bar{\theta}(0)$. Поэтому разделение изотопов в моноэнергетическом потоке атомов можно проводить в условиях неравенства (57) (с заменой Δ_0 на Δ_0^*).

4) Другие возможности. Если отклонять захваченные атомы полем равномерно-ускоренной волны, то можно получить более узкое распределение по углам рассеянных частиц по сравнению с функцией $F(\theta)$. Для такого отклонения атомов требуются поля меньшей мощности. Например, для отклонения тепловых атомов Na на угол $0,1 \text{ рад}$ за время $\tau_{\text{имп}} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ энергия импульса должна быть $0,5 \text{ мдж}$. Изменение частоты встречных волн за время ускорения составляет 100 Мгц и может быть обеспечено в схеме фазовой модуляции при $l\delta\epsilon_0 \sim 10^{-4} \text{ см}$ (см. гл. 3).

Оценим эффективность рассеяния атомов силой смешанного типа в режиме сканирования частоты. При этом все атомы отклоняются на одинаковый угол, который можно представить в виде

$$\theta = 0,05 \gamma \tau_{\text{имп}} \theta_m. \quad (59)$$

Отсюда видно, что отклонение силой F_2^{max} становится более эффективным по сравнению с упругим рассеянием стоячей волной при $\gamma \tau_{\text{имп}} > 20$. Так, для Na при $\gamma \tau_{\text{имп}} = 60$ атомы отклоняются на угол $0,1 \text{ рад}$ при энергии импульса $7,5 \text{ мдж}$. Ширина области резонансного рассеяния $\Delta_{\text{рез}} \approx 0,2 dE/\hbar \sim 300 \text{ Мгц}$. Преимущество такого способа рассеяния связано с высокой селективностью при $\Delta_{\text{из}} > \Delta_{\text{рез}}$.

Для резонансного рассеяния можно также использовать ускорение атомов π -импульсами и двухчастотным полем. Как уже отмечалось в гл. 3, ширина резонансного рассеяния в этом случае значительно меньше полевой ширины $2dE/\hbar$. В работе ⁴⁴ было рассмотрено изменение изотопического состава атомного пучка при «продольном» освещении его резонансным полем.

Таким образом, атомы достаточно избирательно можно рассеивать силами всех типов. С точки зрения проблемы разделения изотопов наибольший интерес представляет сила вынужденного светового давления. Большая величина этой силы позволяет использовать короткие световые импульсы. Если ширина линии излучения мала, то даже в сильном поле сохраняется высокая степень селективности рассеяния. При этом атомы рассеивают малую долю фотонов из светового луча, так что рассеяние можно считать упругим. В таком методе, видимо, можно выйти на «бесстолкновительный» предел скорости разделения изотопов.

6. КВАНТОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Сильное неоднородное электромагнитное поле действует на атомы и молекулы двояким образом: из-за штарковского сдвига изменяются энергетические уровни и скорости частиц.

Эффект модуляции уровней (динамический штарк-эффект) изучен подробно, главным образом в связи с теорией газового лазера⁴⁷⁻⁴⁹. В этой теории предполагается, что атомы движутся с постоянными, невозмущенными скоростями. Но возможна такая ситуация, в которой оба эффекта модуляции уровней и скоростей являются существенными. Другими словами, в сильном резонансном неоднородном поле происходит перепутывание механических и оптических явлений. Изучение этого вопроса представляет интерес для спектроскопии узких атомных и молекулярных резонансов. Будем резонанс называть узким, если выполняется условие (34), и широким, если оно не выполняется. Для сильных атомных переходов резонанс обычно очень широкий. Например, для атомов натрия $\varepsilon(\hbar k)/\hbar\gamma \sim 0,01$. Для слабозапрещенных переходов резонанс может быть узким. Для этого необходимо, чтобы верхний уровень, слабо связанный с основным состоянием, не имел бы сильных переходов в другие состояния. Таких переходов, видимо, немного, но интеркомбинационные переходы в Mg, Ca и Zn этому условию удовлетворяют⁵⁰. Так, для Ca на переходе $4^1S_0 - 4^3P_1$ ($\lambda = 6572 \text{ \AA}$) ширина линии практически определяется обратным временем пролета через луч $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ и $\varepsilon(\hbar k)/\hbar\gamma \approx 2$. Для медленных атомов и молекул (например, метана) или в лучах большого диаметра пролетная ширина мала и резонанс становится узким⁵¹. Форма лэмбовского провала для узких резонансов изменяется. Так как контуры поглощения и излучения в слабых полях за счет эффекта отдачи смещаются в разные стороны, то возникают два провала несколько меньшей глубины и отстоящие от центра линии на энергию отдачи⁶ $\varepsilon(\hbar k)/\hbar$. В докладе⁵² сообщается о косвенном наблюдении эффекта отдачи в He — Ne лазере с метановой ячейкой.

В случае широких резонансов при условии $U/\hbar < \gamma$, за счет атомов, захваченных стоячей волной, на фоне доплеровского контура поглощения в центре линии может возникнуть маленький пик с шириной γ ⁷. Глубина штарковской модуляции U/\hbar (U — глубина потенциальной ямы) должна быть меньше γ , чтобы избежать полевого уширения.

При увеличении поля, когда $U/\hbar > \gamma$, ширина линии поглощения захваченных атомов становится порядка U/\hbar . Так продолжается до тех пор, пока интенсивность поля не достигнет критической величины I_0 . При $I > I_0$ необходимо учитывать квантование движения атомов и молекул в стоячей волне^{42, 50}. При этом линия поглощения захваченных атомов состоит из узких пиков с шириной γ , обусловленных связанными состояниями, а огибающая этих пиков имеет полевою ширину U/\hbar . Критическую интенсивность I_0 легко найти с помощью критерия вынужденного эффекта отдачи (38), который для захваченных атомов с энергией $\varepsilon(p) \sim dE$ имеет вид

$$\Omega > \gamma. \quad (60)$$

При этом расстояние между энергетическими уровнями становится больше $\hbar\gamma$. Из условия $\Omega = \gamma$ находим $I_0 = (c/4\pi)(M/d)^2(\gamma/k)^4$. Для атомов Na $I_0 \sim 30 \text{ вт/см}^2$. Для атомов Ca, используя известное значение силы осциллятора интеркомбинационного перехода⁵³, при $\gamma = 3 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ имеем $I_0 = 10^{-4} \text{ вт/см}^2$. Для молекул метана с той же пролетной шириной и $k = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ имеем $I_0 = 10^{-5} \text{ вт/см}^2$. Как отсюда видно, критическая

интенсивность, в зависимости главным образом от ширины линии, может изменяться в очень широких пределах. Число связанных состояний на пороге для Na порядка 10^2 , а для молекул примерно 3.

Если полеовое уширение превышает доплеровскую ширину $dE/\hbar > kv_T$ (соответствующую критическую интенсивность обозначим через I_1), то контур поглощения существенно отличается от доплеровского. Для атомов Na $I_1 = 500 \text{ вт/см}^2$, для молекул $I_1 = 2,5 \text{ квт/см}^2$.

Рассмотрим, следуя ^{42, 50}, форму линии поглощения слабого поля $E_0 \exp[-i(\omega_{20} + \Delta_0)t + ik_0x]$ трехуровневой системой с состояниями 0, 1 и 2. Частота слабого сигнала близка к частоте перехода $0-2\omega_{20}$; на смежном переходе действует сильное поле стоячей волны (8) с частотой, близкой к частоте перехода $1-2\omega_{21}$. Чтобы учесть квантование движения атомов, находящихся в состояниях 1 и 2, следует исходить из системы волновых уравнений (9) с учетом релаксации. Тот факт, что атом имеет, вообще говоря, две траектории (два состояния в поле), приводит к некоторым особенностям квантования, которые становятся заметными вблизи резонанса.

Наиболее отчетливо эффекты квантования проявляются в двух случаях: $dE \gg \varepsilon (\hbar k)$, $\hbar\gamma$ и $\hbar\gamma \ll dE \ll \varepsilon (\hbar k)$. Первый случай соответствует квазиклассическому пределу, когда имеется много связанных состояний, второй — квантовому пределу, когда связанные состояния отсутствуют, но в спектре частиц возникают разрывы.

а) К в а з и к л а с с и ч е с к и й п р е д е л

Представим коэффициент поглощения слабого сигнала в виде

$$q(\Delta_0) = \sum_n q_n(\Delta_0) + q^{(H)}(\Delta_0),$$

где $q_n(\Delta_0)$ — вклад от связанного состояния с энергией $\hbar\omega_n$, а $q^{(H)}(\Delta_0)$ — вклад от непрерывных состояний атомов.

Будем считать, что условие (60) выполняется с некоторым запасом, так что можно говорить о структуре отдельного пика поглощения. При

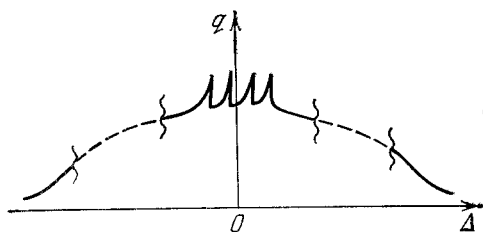


Рис. 12. Коэффициент поглощения в условиях неравенства (60).

$\Delta = 0$ система уравнений (9) распадается на два волновых уравнения, описывающих частицы в потенциалах $\pm V(x)$. Энергии связанных состояний лежат между $-dE$ и $+dE$ и двукратно вырождены. Пик имеет характерную корневую форму $q_n \sim (\omega_n - \Delta_0)^{-1/2}$, $\Delta_0 < \omega_n$, поскольку слабый сигнал смешивает непрерывные состояния невозбужденных атомов и дискретные состояния возбужденных атомов *). Общий вид кривой коэф-

фициента поглощения показан на рис. 12. При $\Delta_0 = \omega_n$ имеем $q_n \sim \gamma^{-1/2}$. Контрастность пиков становится наибольшей в центре линии поглощения, где кривизной $q^{(H)}(\Delta_0)$ можно пренебречь. Относительную высоту пика вблизи порога можно охарактеризовать соотношением

$$\frac{q_n(\omega_n)}{q^{(H)}(\omega_n)} \sim \begin{cases} (\varepsilon(\hbar k)/\hbar\gamma)^{3/2}, & \varepsilon < \hbar\gamma, \\ (\varepsilon(\hbar k)/\hbar\gamma)^{1/2}, & \varepsilon > \hbar\gamma. \end{cases} \quad (61)$$

*) Если бы слабый сигнал действовал на переходе $1-2$, то возникли бы переходы и между дискретно-дискретными состояниями, а форма пика стала бы лоренцевой.

В случае широких атомных резонансов эта величина мала, для атомов Na, например, она порядка 10^{-3} . В случае узких резонансов высота пика может быть большой.

При конечных расстройках сильного поля вырождение по энергии снимается и происходит сдвиг (расщепление) и уширение резонансов. Уширение энергии связанных состояний в квазиклассической ситуации является несколько неожиданным. Этот факт можно объяснить эффектом сильного туннелирования (отнюдь не экспоненциально малого) при конечных Δ . Из рис. 13 видно, что волновые функции связанных состояний,

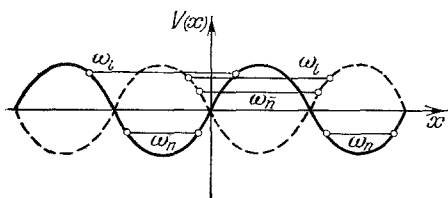


Рис. 13. Схема резонансных уровней в периодическом потенциале.

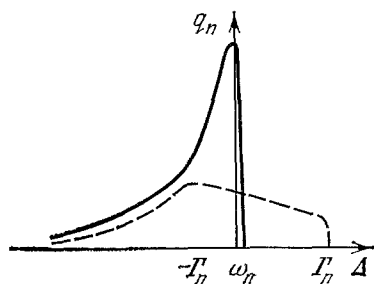


Рис. 14. Форма отдельного пика при $\Delta = 0$ (сплошная линия) и при $\Delta \neq 0$ (штриховая линия) в случае широких резонансов.

возникающих в разных потенциалах ($+V(x)$ или $-V(x)$), пространственно могут перекрываться. Один потенциал на рисунке изображен сплошной линией, другой — штриховой. Под действием малого возмущения,

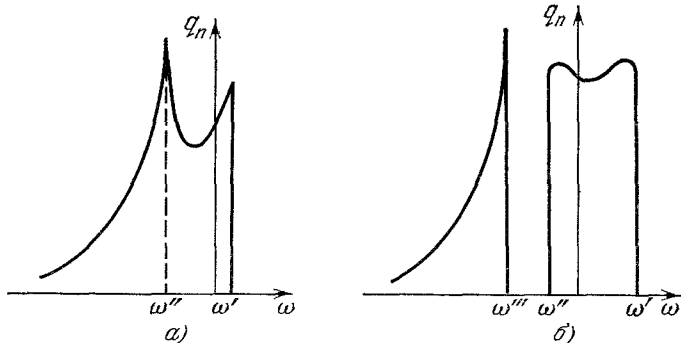


Рис. 15. Изменение формы пика при возрастании частоты перехода Γ_n в случае узких резонансов.

пропорционального Δ , частица одного сорта с уровня n виртуально может перейти в состояние частиц «другого» сорта на уровне n и опуститься на уровень с энергией $\hbar\omega_n$ в соседней яме. В соответствии с принципом Франка — Кондона точки поворота состояний n и \bar{n} должны быть близки. Состояния с одинаковой отрицательной энергией смешиваются во втором порядке по Δ , а состояния с положительной энергией (например, l и \bar{l}) — в первом порядке по Δ .

В результате таких переходов ширина резонанса увеличивается на частоту перескока в соседнюю яму Γ_n , которая для отрицательных энергий порядка $\Gamma_n \sim \Delta^2 (\omega_n - \omega_{\bar{n}})^{-1}$, а для нулевой энергии — $\Gamma_n \sim \Delta$.

Такое уширение по-разному проявляется в случае широких и узких резонансов. Изменение формы пика при $\varepsilon (\hbar k) < \hbar \gamma$ в случае конечных расстройек показано на рис. 14 штриховой линией. Пик расплющивается, его площадь сохраняется.

В случае узких резонансов картина более сложная. При возрастании Γ_n сначала появляется дополнительный симметричного вида пик, как показано на рис. 15, а. При дальнейшем возрастании Γ_n , когда $\hbar \Gamma_n \gg \varepsilon (\hbar k)$, симметричный пик расщепляется на два несимметричных (корневого вида) пика и от исходного пика отщепляется полоса шириною $\varepsilon (\hbar k)/\hbar$ (рис. 15, б). По мере возрастания Γ_n этот процесс отщепления узких полос продолжается, а высота их уменьшается.

При $\Delta \sim \Delta_0$ происходит перестройка потенциала, в котором движутся частицы, от резонансного $V(x)$ к нерезонансному $U(x)$. При $\Delta \gg \Delta_0$ в квазиклассическом приближении мы имеем две группы частиц, движущихся в потенциалах $\pm U(x)$. В этом случае также возникают переходы из одной потенциальной ямы в другую. Однако частота таких переходов быстро уменьшается при увеличении расстройки $\Gamma_n \sim \Delta^{-3}$.

б) Непрерывный спектр поглощения в сильном поле

Коэффициент поглощения $q^{(n)}(\Delta_0)$ определяется вкладом от быстрых атомов, у которых модуляция скорости в стоячей волне мала. Поглощение слабого сигнала происходит только в тех точках пространства x_0 , в которых выполняется закон сохранения энергии

$$\hbar \Delta_0 = \pm U(x_0) + \frac{\hbar \Delta}{2}. \quad (62)$$

При $I \gg I_1$ доплеровским сдвигом частоты можно пренебречь. Интенсивность поглощения пропорциональна времени прохождения Δ через окрестность точки x_0 или величине $[dU(x_0)/dx_0]^{-1}$.

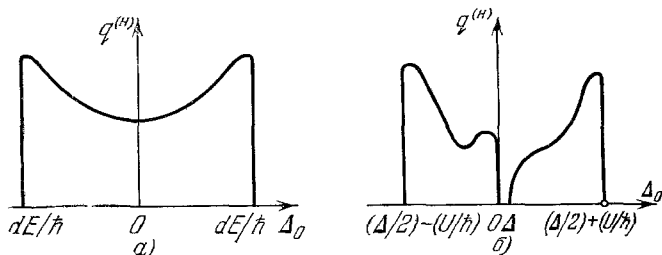


Рис. 16. Контур поглощения в сильном поле стоячей волны при $\Delta = 0$ (а) и $\Delta \neq 0$ (б).

Из этого условия можно получить простую формулу для контура поглощения

$$q^{(n)}(\Delta_0) = \frac{Q}{\pi} \sqrt{\Delta_0 - \Delta} \sqrt{\Delta_0 \left[\left(\frac{dE}{\hbar} \right)^2 + \Delta_0 \Delta - \Delta_0^2 \right]}, \quad (36)$$

$$\frac{\Delta}{2} - \frac{U}{\hbar} < \Delta_0 < 0, \quad \Delta < \Delta_0 < \frac{\Delta}{2} + \frac{U}{\hbar},$$

где $Q = 2\pi^2 k_0 d_{20}^2 / \hbar$ — интегральный коэффициент поглощения. В отсутствие внешнего поля интегральный коэффициент поглощения также есть Q (правило сумм). В соответствии с тем, что есть две группы частиц, движущихся в потенциалах $\pm U(x)$, возникают две полосы поглощения (рис. 16, б). При $\Delta = 0$ полосы сливаются в одну (рис. 16, а).

Таким образом, в поле сильной стоячей волны линия поглощения размывается в зону, ширина которой при $\Delta = 0$ есть $2dE/\hbar$. Вблизи границ зоны формула (63) нарушается. На самой границе имеет место не пересечение резонансных уровней, а их касание. В этом случае эффективно увеличивается время прохождения частиц через резонансную область и поглощение достигает максимума. Вне полосы поглощения закон сохранения энергии (62) не выполняется и $q^{(e)}$ (Δ_0) резко уменьшается.

в) К в а н т о в ы й п р е д е л

В квантовом случае $\hbar\gamma \ll dE \ll \varepsilon (\hbar k)$ в спектре частиц возникают разрывы. При $\Delta = 0$ разрывы шириною $2dE$ возникают при импульсах частиц $\pm \hbar k/2$. Когда расстройка слабого сигнала удовлетворяет условию

$$\hbar\Delta_0 = \varepsilon \left(\frac{\hbar k}{2} \right) - \varepsilon \left(\frac{\hbar k}{2} - \hbar k_0 \right), \quad (64)$$

парабола, отвечающая спектру атомов в основном состоянии, попадает в запрещенную зону и поглощение уменьшается до малой относительной величины $\hbar\gamma/dE$ либо до $dE/\varepsilon (\hbar k)$. В коэффициенте поглощения возникает провал. Его ширина определяется величиной поля dE/\hbar , а положение от поля не зависит; глубина провала может быть большой. С ростом поля ширина увеличивается, а глубина уменьшается. При $dE \gg \varepsilon (\hbar k)$ провал исчезает.

Таким образом, влияние светового давления на спектральные характеристики атомов и молекул может быть очень существенным. Даже в очень слабых полях (интенсивностью порядка $0,1 \text{ мвт/см}^2$) у атомов с узкими линиями начинают проявляться эффекты квантования движения: в спектре поглощения возникает тонкая структура в виде пиков или провалов. Относительная высота пиков или глубина провалов в случае узких резонансов может быть порядка единицы.

7. КОРОТКОВОЛНОВЫЙ ЛАЗЕР, ОСНОВАННЫЙ НА ВЫНУЖДЕННОМ ЭФФЕКТЕ ОТДАЧИ

На простых двух примерах мы покажем, что световое давление может быть использовано для селекции возбужденных и невозбужденных атомов. Такую селекцию проще всего проводить по скоростям. При этом могут быть два характерных режима: медленный (за пролетные времена) с использованием метастабильных атомов и быстрый для сильных резонансных переходов.

а) Л а з е р н а м е т а с т а б и л ь н ы х а т о м а х г е л и я ²¹

Рассмотрим газ атомов гелия с заметной примесью He (2^3S) малой, однако, относительно концентрации невозбужденных атомов. При низких давлениях время жизни ортогелия велико. Поэтому можно попытаться изменить скорость метастабильных атомов относительно атомов в основном состоянии. Для этой цели достаточно использовать резонансное поле на переходе $2^3S - 2^3P$, $\lambda = 1,08 \text{ мкм}$. Схема термов показана на рис. 17. За счет силы F_2 световым импульсом с энергией 2 дж и длительностью $2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$ метастабильные атомы можно ускорить до скорости $v_0 > v_T$. Очень существенно, что при таком ускорении происходит охлаждение

атомов. Это означает, что в дальнейшем все возбужденные атомы могут принять участие в генерации.

Как только v_0 превысит тепловую скорость атомов в основном состоянии, контуры излучения и поглощения начнут существенно различаться. Но распад состояний 2^3S и 2^3P в 1^1S происходит слишком медленно. Эту

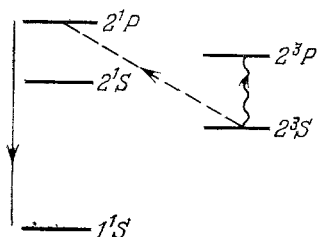


Рис. 17. Схема термов Не и переходов в резонансных полях.

трудность можно преодолеть с помощью дополнительного светового импульса, резонансного переходу $2^3S - 2^1P$ ($\lambda = 0,87 \text{ мкм}$)*. Интеркомбинационный переход должен произойти за время порядка или меньше времени жизни τ состояния 2^1P : $2dE \gg \hbar/\tau$ ($\tau = 0,5 \text{ нсек}$). Из этого условия при $d = 2 \cdot 10^{-3} \text{ деб}$ ⁵⁶ находим необходимую мощность импульса 100 Мвт/см^2 . Таким способом можно получить отрицательный коэффициент поглощения на коротковолновом переходе $2^1P - 1^1S$, $\lambda = 584 \text{ Å}$. Поскольку доплеровское уширение у возбужденных атомов отсутствует, то коэффициент усиления есть $\sigma_{\text{рез}} n = 10^{-11} n$, где $\sigma_{\text{рез}} = 3\pi\lambda^2$ — резонансное сечение поглощения фотона. Для получения заметного усиления $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ нужна малая исходная концентрация метастабилей $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Выигрыш по плотности по сравнению с неоднородно уширенным контуром составляет два порядка. Возможно, что для получения генерации в такой схеме целесообразнее использовать молекулы гелия.

б) Л а з е р, основанный на э ф ф е к т е о т д а ч и⁵⁴

Рассмотрим теперь одноступенчатую схему генерации в газе атомов с рабочими уровнями 0, 1 и 2. Переход 1—2 находится в микроволновой, а переход 0—2 — в коротковолновой областях спектра.

Начальные концентрации возбужденных атомов n_1 и n_2 меньше n_0 — концентрации невозбужденных атомов. Обозначим $1/\gamma_{20}$ время жизни состояния 2 относительно спонтанного перехода в основное состояние. В сильном поле двух встречных монохроматических волн, резонансных переходу 1—2, возбужденные атомы нагреваются. Мощность, необходимая для нагревания атомов до температуры T^* , определяется соотношением (51). Чтобы избежать уширения контура излучения сильным полем, длительность импульса должна быть меньше $1/\gamma_{20}$. Если в результате ускорения возбужденных атомов мы имеем

$$T^* > T, \quad (65)$$

где T — температура невозбужденных атомов, то коэффициент поглощения на коротковолновом переходе $2 \rightarrow 0$ $q(\Delta_0)$ в области частот $k_{20}v_T < \Delta_0 < k_{20}v_{T^*}$ может стать отрицательным (рис. 18). Это происходит

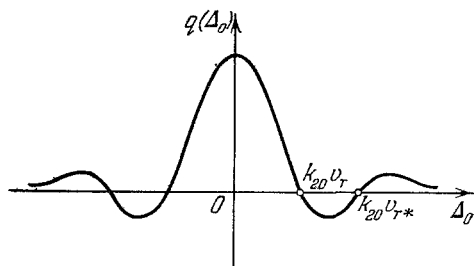


Рис. 18. Форма линии поглощения на смежном переходе в условиях неравенств (65) и (66).

*) Схема получения генерации в рекомбинирующей плазме с использованием интеркомбинационного перехода рассматривалась также в работе⁵⁷.

при условии

$$\frac{n_2}{n_0} > \frac{\gamma_{20}}{k_{20}v_T}. \quad (66)$$

Критерий (66) заменяет условие инверсной населенности. В приводимых далее примерах $\gamma_{20}/k_{20}v_T \sim 10^{-2} - 10^{-3}$. Условия (65) и (66) определяют мощность светового импульса накачки и концентрацию возбужденных

Таблица II

$\lambda_{12}, \text{\AA}$	$I, \text{вт/см}^2$	$\lambda_{20}, \text{\AA}$	$q, \text{см}^{-1}$
H, 2s—3p, 6560	$3 \cdot 10^8$	1025	$4 \cdot 10^{-14} n_2$
He, 2s—3p, 5015	$4 \cdot 10^9$	537	$10^{-14} n_2$
He II, 4s—6p, 6500	$5 \cdot 10^9$	234	$3 \cdot 10^{-16} n_2$
Li II, 4s—6p, 6100	$5 \cdot 10^{10}$	157	$6 \cdot 10^{-16} n_2$

атомов. В качестве примера в табл. II приведены значения этих параметров, необходимые для получения генерации в водороде, гелии и литии. Для оценки параметров неравенства заменены равенствами, температура нейтральных атомов принята равной 300 °K, а ионов — 1000 °K.

Мы видим, что для заметного усиления требуются плотности возбужденных атомов $3 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подобные переходы можно выбрать для любых нейтральных атомов. При этом предъявляемые к световому пучку требования являются менее жесткими, чем в случае атомов гелия, так как у других атомов ширины резонансных уровней меньше. Очевидно, что рассмотренному методу селекции атомов по скоростям препятствуют столкновения возбужденных и невозбужденных атомов, которые выравнивают скорости частиц. Частота релаксации Γ_{20} за счет соударений с обменом возбуждениями связана с γ_{20} соотношением $\Gamma_{20} \approx 5,3 \gamma_{20} n_0 \lambda_{20}^3$. Для получения генерации необходимо условие $\Gamma_{20} < \gamma_{20}$, которое выполняется вплоть до плотностей $n_0 \leq 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В случае HeII и LiII за счет кулоновских столкновений при $T = 10^3 \text{ °K}$ и плотности $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ имеем $\Gamma_{20} \sim 10^9 \text{ сек}^{-1}$, что порядка частоты спонтанной релаксации γ_{20} .

Таким образом, с помощью светового давления можно «управлять» контурами излучения и поглощения и получить безинверсную генерацию.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В начале нашего века световому давлению отводили только некоторую скромную роль в астрофизических явлениях. Сейчас картина становится иной. В мощных полях когерентных лазерных источников излучения силы давления на резонансную частицу могут быть очень большими. В оптике и квантовой электронике возникает ряд явлений, в которых резонансное световое давление становится существенным или может быть как-то использовано.

Механическое воздействие на отдельные атомы и молекулы осуществляется обычно путем рассеяния частиц с дипольными или магнитными моментами в неоднородном электрическом или магнитном поле. Рассеяние атомов и молекул в резонансном световом поле также может быть эффективным. В поле стоячей волны, когда неоднородность поля определяется длиной волны, градиентная сила светового давления может быть настолько

большой, что для рассеяния частиц достаточно использовать короткие световые импульсы. В импульсе длительностью 10^{-8} сек и с энергией 1 мдж характерное время прохождения атомом расстояния в половину длины волны также порядка 10^{-8} сек. Энергия, получаемая в импульсе лазеров перестраиваемой частоты, достаточна для рассеяния атомов на угол порядка $5-10^\circ$.

Поскольку в сильном поле длина пробега фотонов велика, то в такой схеме рассеяния можно использовать потоки частиц большой плотности, получаемые в мощных газодинамических струях. Рассеяние атомов в этом случае мало отличается от упругого. Селективность рассеяния достаточно большая и в сильном поле. Это обстоятельство может быть существенно для проблемы разделения изотопов. Световое давление можно использовать не только для ускорения, но и охлаждения атомов. Метастабильные атомы, ускоренные и охлажденные силой смешанного типа, все могут дать вклад в когерентное излучение на коротковолновом переходе. Для получения генерации в этом случае требуется небольшая концентрация метастабилей. Очень существенную роль световое давление может играть в спектроскопии узких атомных и молекулярных резонансов.

Автор благодарит Г. А. Делоне, А. М. Дыхне, С. Г. Раутиана и Г. С. Сурдутовича за обсуждение затронутых вопросов и ряд полезных замечаний.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР,
Черноголовка (Московская обл.)

Примечание при корректуре. Расщепление траекторий движения атома в поле плоской бегущей волны недавно рассматривалось в работе ⁶⁰. Движение атомов в слабом поле стоячей волны $\hbar \omega \ll \hbar \gamma$ (без учета двух траекторий движения) рассматривалось в ⁶¹.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. Н. Лебедев, Собр. соч., М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. O. R. Frisch, Zs. Phys. 86, 42 (1933).
3. В. А. Фабрикант, УФН 42, 282 (1950).
4. А. В. Гапонов, М. А. Миллер, ЖЭТФ 34, 242, 751 (1958).
5. Г. А. Аскаръян, ЖЭТФ 42, 1567 (1962).
6. А. П. Колыченко, С. Г. Раутиан, Р. Н. Соколовский, ЖЭТФ 55, 1864 (1968).
7. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 7, 348 (1968).
8. A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. 24, 156; 25, 1321 (1970).
9. В. Б. Красовицкий, ЖЭТФ 59, 1440 (1970).
10. А. П. Казанцев, ЖЭТФ 63, 1628 (1972).
11. T. L. Piequr, I. L. Vialle, Optics Comm. 5, 402 (1972).
12. R. Schieder, H. Walter, L. Wöste, ibid. p. 337.
13. Д. В. Скобелев, УФН 110, 253 (1973).
14. В. Л. Гинзбург, ibid., p. 309.
15. Ф. В. Бункин, А. Е. Казаков, М. В. Федоров, УФН 107, 559 (1972).
16. Я. Б. Зельдович, УФН 115, 161 (1973).
17. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, УФН 98, 441 (1969).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
20. А. П. Казанцев, Письма ЖЭТФ 17, 212 (1973).
21. А. П. Казанцев, ЖЭТФ 66, 1599 (1974).
22. Г. А. Аскаръян, В. А. Погосян, ЖЭТФ 65, 117 (1973).
23. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Г. К. Пискова, ЖЭТФ 62, 1272 (1972).
Г. А. Делоне, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 8, 28 (1975).
24. А. П. Казанцев, ЖЭТФ 67, 1660 (1974).
25. А. П. Казанцев, ibid. 66, 1229.

26. П. Л. Рубин, Р. И. Соколовский, ЖЭТФ 56, 362 (1969).
27. I. Nebenzahl, A. Szöke, Appl. Phys. Lett. 25, 327 (1974).
28. A. F. Bernhardt, D. E. Duerge, I. R. Simpson, L. L. Wood, *ibid.*, p. 617. A. F. Bernhardt et al., Optics Comm. 16, 169 (1976).
29. А. П. Ботин, А. П. Казанцев, ЖЭТФ 68, 2075 (1975).
30. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, Письма ЖЭТФ 21, 346 (1975).
31. Ф. А. Воробьев, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский, Опт. и спектр. 27, 728 (1969).
32. А. Ю. Пусец, ЖЭТФ 70, 851 (1976).
33. T. W. Hänsch, A. L. Shawlow, Optics Comm. 13, 68 (1975).
34. Н. В. Карлов, А. М. Прохоров, УФН 118, 583 (1976).
35. В. С. Летохов, С. Б. Мур, Квант. электрон. 3, 3 (1976).
36. Н. Г. Басов, Э. М. Белезов и др., Препринт № 70 ФИАН СССР, Москва, 1976; УФН 121, 427 (1977).
37. P. L. Kapitza, P. A. M. Dirac, Proc. Cambr. Phil. Soc. 29, 297 (1933).
38. М. В. Федоров, ЖЭТФ 52, 1434 (1967).
39. F. Eholotsky, Ch. Lenbner, Optics Comm. 10, 175 (1974).
40. H. Schwarz, Phys. Lett. A43, 475 (1974).
41. H. Ch. Pfeiffer, Phys. Lett. A26, 362 (1968).
42. А. П. Казанцев, Препринт ИТФ АН СССР, Черноголовка, 1975, Optics Comm. 17, 166 (1976).
43. Б. Л. Желнов, А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, в кн. Тезисы докладов на VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Тбилиси, 1976; Квант. электрон. 4, 893 (1977).
44. И. В. Краснов, Н. Я. Шапарев, Письма ЖТФ 1, 875 (1975).
45. P. W. Smith, M. A. Dugnaу, S. P. Ippen, in: Progress in Quantum Electronics, v. 3, part. 2, Pergamon Press, 1974.
46. G. R. Russell, N. M. Nerheim, T. J. Pivirotto, Appl. Phys. Lett. 21, 565 (1972).
47. С. Г. Раутиан, Тр. ФИАН СССР 35, 43 (1968).
48. W. Lamb, S. Stenholm, Phys. Rev. 181, 618 (1969).
49. R. Feld, M. Feldman, *ibid.* A1, 1375 (1970).
50. А. П. Ботин, А. П. Казанцев, В. С. Смирнов, ЖЭТФ 71, 122 (1976).
51. С. Г. Раутиан, А. М. Шалагин, ЖЭТФ 58, 962 (1970).
52. I. L. Hall, C. Borde, K. Uehara, Доклад на II Всесоюзном симпозиуме по физике газовых лазеров, Новосибирск, 1975.
53. Б. М. Смирнов, Физика слабоионизованного газа, М., «Наука», 1972.
54. Б. Л. Желнов, А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, Письма ЖТФ 2, 557 (1976).
55. И. В. Краснов, Н. Я. Шапарев, *ibid.* с. 301.
56. G. W. F. Drake, A. Dolgarno, Astron. J. 157, 459 (1969).
57. L. Gudzenko, S. I. Yakovlenko, Phys. Lett. A48, 419 (1974).
58. H. Friedman, A. D. Wilson, Appl. Phys. Lett. 28, 270 (1976).
59. M. Marie-Claire, D. C. Jacques, C. R. Acad. Sci., 275, B693 (1972).
60. А. Ю. Пусец, А. Б. Докторов, А. И. Бурштейн, ЖЭТФ 72, 98 (1977).
61. В. С. Летохов, В. Г. Миногин, Б. Д. Павлик, ЖЭТФ 72, 1328 (1977).