Письма в ЖЭТФ, том 27, вып.11, стр. 636 – 639 *5 июня 1978 г.*

ОХЛАЖДЕНИЕ И НАГРЕВАНИЕ АТОМОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ В СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Н.И.Жукова, А.П.Казанцев

Показано, что скорость охлаждения или нагревания атомов при столкновениях в резонансном поле в условиях пленения излучения может достигать величины $10^5 \div 10^7$ *град·сек*$^{-1}$.

В резонансном световом поле атомы могут охлаждаться или нагреваться в зависимости от расстройки $\Delta = \omega - \omega_o$. Этот эффект обусловлен комбинационным рассеянием: атом поглощает квант поля $\hbar\omega$, а излучает резонансный квант $\hbar\omega_0$. Вопрос заключается в том, каким образом избыточная энергия $\hbar\Delta$ передается от атома к полю (или от поля к атому). Случай, когда работу производят силы светового давления, изучался в [1 – 3]. В настоящей работе обсуждается другой механизм передачи энергии, связанный с силами, которые возникают при столкновении атомов.

Как показывают оценки, скорости охлаждения могут достигать $10^5 \div 10^7$ *град* · *сек*$^{-1}$. Такое охлаждение является объемным и может привести к фазовому переходу. Кроме того, в поле мощного светового импульса отклонение функции распределения атомов по скоростям от равновесного может быть столь значительным, что этот эффект можно использовать для нахождения дифференциального сечения столкновения. Отметим, что затронутый вопрос тесно связан с проблемой радиационных столкновений [4 – 6].

1. Рассмотрим сначала простейший случай рассеяния атомов на тяжелых примесях. Пусть $V_1(\mathbf{r})$ и $V_2(\mathbf{r})$ потенциалы взаимодействия с примесью атомов, находящихся в основном и возбужденном состояниях. Напишем кинетическое уравнение для $n^+_{\mathbf{p}}$ -концентраций атомов с импульсом $\mathbf{p}$ в смешанных состояниях (в состояниях "атом + поле"). При выключении поля $n^+_{\mathbf{p}}$ есть плотность возбужденных атомов, а $n^-_{\mathbf{p}}$ – плотность атомов в основном состоянии. Опуская упругую часть интеграла столкновений (для изотропного распределения она обращается в нуль), имеем

$$\frac{\partial n^{(\pm)}_{\mathbf{p}}}{\partial t} \pm (\gamma_+ n^{(+)}_{\mathbf{p}} - \gamma_- n^-_{\mathbf{p}}) = n_c \int \frac{\partial \mathbf{p}'}{(2\pi\hbar)^3} W(\mathbf{p},\mathbf{p}')\delta(\epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon(\mathbf{p}') \pm 2\epsilon_0) \times$$

$$\times (n^{(\mp)}_{\mathbf{p}} - n^{(\pm)}_{\mathbf{p}}); \quad \epsilon_0 = \frac{\hbar\Delta\chi}{2}, \qquad \gamma_\pm = \frac{\gamma}{4\chi^2}(\chi \pm 1)^2, \tag{1}$$

где n_e – плотность примесей, $\chi = [1 + (2dE/\hbar\Delta)^2]^{1/2}$, d – дипольный момент, E – напряженность поля. В борновском приближении вероятность перехода $W(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$ определяется фурье-образом эффективного потенциала $V(\mathbf{r}) = dE(v_1(\mathbf{r}) - v_2(\mathbf{r}))/2\epsilon_0$. Такое приближение годится, строго говоря, в не очень сильных полях, когда характерные прицельные параметры больше радиуса Вайскопфа. В сильном поле существенны малые расстояния и $W(\mathbf{p},\mathbf{p}')$ определяется квадратом амплитуды рассеяния в потенциале $V(\mathbf{r})$. При малой передаче энергии $\epsilon_0 << \epsilon(p)$ уравнения (1) в изотропном случае можно записать в следующей форме:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n^+(\epsilon) + n^{(-)}(\epsilon)) = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\partial}{\partial \epsilon}(\sqrt{\epsilon}\, j(\epsilon)), \tag{2}$$

$$j(\epsilon) = \Gamma(\epsilon)[n^{(-)}(\epsilon) - n^{(+)}(\epsilon) + \frac{1}{2}\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial\epsilon} n^+(\epsilon) + n^{(-)}(\epsilon)),$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n^{+}(\epsilon) - n^{(-)}(\epsilon)) + 2(\gamma_{+} n^{(+)}(\epsilon) - \gamma_{-} n^{(-)}(\epsilon)) = 2j(\epsilon). \qquad (3)$$

Здесь $\Gamma(\epsilon)$ – частота столкновений, соответствующая вероятности перехода W и плотности n_c. Интеграл по энергии от левой стороны (2) (полное число частиц) сохраняется. Из этого уравнения нетрудно оценить скорость изменения температуры

$$dT/dt \sim \frac{\epsilon_0}{2} \frac{\Gamma(\gamma_{+} - \gamma_{-})}{(\gamma_{+} + \gamma_{-} + \Gamma)} . \qquad (4)$$

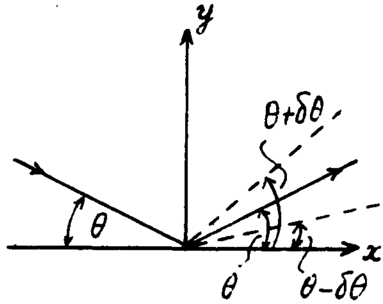
При малых Γ эффект пропорционален концентрации примесей; а при $\Gamma > \gamma_{\pm}$ – от плотности не зависит. Из условия $j = 0$ находим минимальную температуру охлаждения $T_{min} = 1/2\,|\epsilon_0|(\gamma_{+} + \gamma_{-})(\gamma_{+} - \gamma_{-})^{-1}$ при $\Delta < 0$. При столкновении одинаковых атомов для оценки можно положить $\Gamma \sim \frac{nd^2}{\hbar}(dE/2\epsilon_0)^2$.

2. Для охлаждения можно использовать конкретную структуру уровней, например, дублетное расщепление в атомах щелочных металлов. Пусть световое поле резонансное переходу $3S_{1/2} - 3P_{1/2}$ переводит атомы натрия в состояние $3P_{1/2}$. За счет столкновений возникает "перетекание атомов в состояние $3P_{3/2}$"[1]. При каждом таком переходе кинетическая энергия атомов уменьшается на $\epsilon_0 = \epsilon_{3/2} - \epsilon_{1/2} \sim 25°$. При сильных столкновениях $\Gamma > \gamma$ скорость охлаждения порядка $\epsilon_0 \gamma$. В условиях пленения излучения γ можно оценить из соотношения Голстейна $\gamma \sim \gamma_0/qL$, где γ_0 – скорость спонтанного излучения свободного атома, q – коэффициент поглощения в центре линии, L – размер сосуда. При $qL \sim 10^4$ имеем $\gamma \gtrsim 10^4\,сек^{-1}$. Если частота следования световых импульсов $10^4\,сек^{-1}$, то мы имеем скорость охлаждения порядка $10^5\,град \cdot сек^{-1}$.

В режиме сильного насыщения на переходе $3S_{1/2} - 3P_{1/2}$ разность заселенностей на переходе $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ также мала, порядка γ/Γ. Другими словами, $q \sim q_0 \gamma/\Gamma$, где q_0 – коэффициент поглощения в отсутствие насыщения. Отсюда находим $\gamma \sim (\gamma_0 \Gamma)^{1/2} (q_0 L)^{-1/2}$. При $\Gamma \sim \gamma_0$ и $q_0 L \sim 10^4$ имеем $\gamma \sim 10^6\,сек^{-1}$ и, соответственно, скорость охлаждения $\sim 10^7\,град \cdot сек^{-1}$. Таким образом, при сильном насыщении роль реабсорбции излучения может значительно уменьшиться.

---

[1] Охлаждение при столкновении молекул двух сортов с близкими колебательными частотами рассматривалось в [7]. В работе [8] сообщается о наблюдении небольшого понижения температуры ($\sim 0{,}2°$) в смеси $CO_2 - N_2$ газов под действием лазерного излучения.



3. При малых давлениях (молекулярное течение) энергия атомов, находящихся в световом поле, может изменяться при столкновении со стенкой. Рассмотрим моноэнергетический атомный пучок, падающий на поверхность под малым углом θ. Вдоль оси z в месте падения распространяется световой луч (см. рис.). Атом в поле имеет следующую двухкомпонентную волновую функцию $\Psi_- = (1+a^2)^{-1/2}\begin{pmatrix} a \\ 1 \end{pmatrix}$, $a = 2dE/\hbar\Delta(1+X)^{-1}$. Если a_1 и a_2 – амплитуды вероятности зеркального отражения атомов в основном и возбужденном состояниях, то после столкновения со стенкой имеем $\psi' = (1+a^2)^{-1/2}\begin{pmatrix} a_2 \\ a_1 a \end{pmatrix}$. При $a_1 \neq a_2$ появляется примесь состояний $\psi_+ = (1+a^2)^{-1/2}\begin{pmatrix} 1 \\ -a \end{pmatrix}$. Величину импульса P_y' неупругой компоненты найдем из закона сохранения энергии $p_y^{2}/2M + \epsilon_0 = p_y'^{2}/2M - \epsilon_0$. При $\Delta < 0$ энергия атомов после отражения уменьшается, а при $\Delta > 0$ – увеличивается. Интенсивность упругой и неупругой компонент определяется выражением $(a_1 + a^2 a_2)^2 \times (1+a^2)^{-2}$ и $(a_1 - a_2)^2 a^2 (1+a^2)^{-2}$ соответственно. Угол расщепления есть $\delta\theta = 2\epsilon_0 M/\theta v^2$. Если лазерный луч мощностью 25 *мвт* сфокусировать в пятно диаметром 10^{-2} *см*, то при $\theta = 10^{-2}$ *рад* получим $\delta\theta \sim \pm\theta$.

Авторы благодарят Г.А.Делоне, А.П.Напартовича и В.А.Хромова за полезное обсуждение.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 мая 1978 г.

Литература

[1] А.П.Казанцев. ЖЭТФ, **66**, 1599, 1974.

[2] T.W.Hänch, A.L.Shawlow. Optics Comm., **13**, 68, 1975.

[3] А.П.Казанцев. УФН, **124**, 113, 1978.

[4] В.С.Лисица, С.И.Яковленко. ЖЭТФ, **68**, 479, 1975.

[5] С.П.Андреев, В.С.Лисица. ЖЭТФ, **72**, 73, 1977.

[6] А.М.Бонч-Бруевич, С.Г.Пржибельский, В.В.Хромов. ЖЭТФ, **72**, 1739, 1977.

[7] Б.Ф. Гордиец, А.И.Осипов, Р.В.Хохлов. ЖТФ, **44**, 1063, 1974.

[8] В.М.Гордиенко, В.А.Горшков и др. . ЖЭТФ, **73**, 874, 1977.