

А.В. Безвербный

ВЛИЯНИЕ СИЛЫ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ КОНЕЧНОГО РАЗМЕРА В СРЕДЕ

На примере газа из двухуровневых атомов, взаимодействующего со слабоинтенсивным, но широким пучком света, рассмотрено влияние силы светового давления на коэффициент поглощения. Показано, что в далеких от насыщения областях сила светового давления может создавать существенно неравновесное распределение атомов по скоростям. Это приводит к заметному просветлению среды, а закон поглощения имеет неэкспоненциальный характер.

Принято считать [1, 2], что световые пучки малой интенсивности при взаимодействии с атомарным газом низкой плотности оказывают незначительное влияние на кинетические характеристики среды. В далеких от насыщения областях распределение населенностей по уровням атомов мало отличается от равновесного. Это, казалось бы, позволяет эффективно использовать приближенные методы вычислений по параметру насыщения при описании кинетики газов и процессов распространения света в среде. Однако есть эффекты, например эффект отдачи [1, 3], влияние которых на движение атома при единичном акте рассеяния фотона на атоме очень мало, но они могут накапливаться с ростом числа рассеянных фотонов. Увеличить число актов рассеяния можно двумя способами:

1. Увеличить интенсивность света. Тогда растет параметр насыщения $G_0 = \left| \frac{dE}{\hbar\gamma} \right|^2$ [1–3], характеризующий степень неравновесности в заполнении уровней атомов.

2. Увеличить время взаимодействия атомов со световым пучком при той же интенсивности, т. е. сделать луч шире. Тогда распределение частиц по уровням слабо отличается от больцмановского, но из-за накопления атомами среднего передаваемого полем импульса за счет эффектов отдачи распределение по скоростям может существенно отличаться от максвелловского.

В качестве примера рассмотрим газ низкой плотности, состоящий из двухуровневых атомов с моментами $J_0 = J_1 = 1/2$ в основном и возбужденном состояниях и взаимодействующий с линейно-поляризованной волной

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 \sqrt{\varphi(r_\perp)} \cdot \exp(i\kappa z - i\omega t) + \text{к.с.},$$

где $\varphi(r_\perp)$ — функция профиля интенсивности света в поперечном относительно κ сечении; $\kappa = \frac{\omega}{c} n_z$ — волновой вектор; ω — частота поля.

В приближении малых насыщений и заданного непременно когерентного поля кинетическое уравнение для функции распределения атомов $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ имеет вид [1, 3–5]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = -2\gamma \cdot \frac{\hbar\kappa}{m} G_0 \cdot \varphi(r_\perp) \cdot \frac{\partial}{\partial v_z} (g(v_z) \cdot f), \quad (1)$$

где m — масса атома; 2γ — радиационная скорость распада возбужденного состояния атома в основное;

$$g(v_z) = \gamma^2 \cdot [\gamma^2 + (\Delta\omega - \kappa v_z)^2]^{-1} \quad (2)$$

— лоренцевский контур поглощения: $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — отстройка частоты поля от резонанса ω_0 .

В уравнении (1) опущены поправки второго порядка по параметру отдачи $\frac{\hbar\kappa}{m\bar{v}}$ (\bar{v} — тепловая скорость атомов), учитывающие диффузионные процессы при спонтанном и вынужденном излучениях, а также поправка, учитывающая действие градиентной силы в поперечном направлении [1]. Поправка первого порядка по $\frac{\hbar\kappa}{m\bar{v}}$ в правой части (1) описывает влияние силы светового давления (силы Ашкина) на движение атомов. В поле плоской волны, когда $\varphi(r_\perp) = 1$, она приводит к непрерывному

ускорению атомов вдоль луча, а диффузионные поправки ограничивают рост продольной скорости [6]. Поэтому стационарное решение (1) не существует без учета диффузии. В ограниченном пучке время взаимодействия (пролетное время)

$$\bar{t}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v}_\perp) = \int_0^\infty dt \tau \varphi(|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{v}_\perp \tau|) \quad (3)$$

для атома с поперечными координатой \mathbf{r}_\perp и импульсом $m\mathbf{v}_\perp$ конечно. Теперь стационарное решение кинетического уравнения (1) существует даже без учета диффузии. Для газа, занимающего неограниченный объем, оно имеет вид

$$f(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v}) = G^{-1}(v_z) \cdot \exp \left[-2\gamma \cdot \frac{\hbar\kappa}{m} \cdot \bar{t}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v}_\perp) \cdot G(v_z) \frac{\partial}{\partial v_z} \right] (G \cdot f_0); \quad (4)$$

$$G(v_z) = G_0 \cdot g(v_z),$$

где f_0 — максвелловская функция распределения по скоростям.

Пролетное время (3) есть убывающая функция r_\perp , которая стремится к нулю при $r_\perp \rightarrow \infty$. Поэтому максимальные отклонения функции распределения от равновесной $\delta f = f(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v}) - f_0$ достигаются в области распространения пучка. Прежде всего этим обусловлено существенное влияние силы Ашкина на коэффициент поглощения [2]:

$$\alpha = \kappa \cdot \langle g(v_z) \cdot f(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v}) \rangle_v; \quad (5)$$

$$\kappa = \frac{4\pi}{\hbar\gamma} \cdot \frac{N}{V} \cdot \frac{d^2\omega}{c},$$

где d — дипольный момент перехода в атоме; $\langle \dots \rangle_v$ означает усреднение по скоростям.

Отметим, что по определению [2] κ из (5) является линейным коэффициентом поглощения при малых насыщениях. Тем не менее отклонение функции распределения от максвелловского вида может привести к существенно нелинейному характеру поглощения света в атмосфере.

Узкие пучки. Влияние силы Ашкина на коэффициент поглощения в узких световых лучах рассмотрено в [4] для стоячей волны и в [5] для бегущей волны. В узких пучках изменение коэффициента поглощения мало по сравнению с равновесным значением $\alpha_0 = \kappa \cdot \langle g(v_z) \cdot f_0(v) \rangle_v$. В точном резонансе степень малости $\frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_0} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}$ характеризуется параметром [5]

$$s = t_0 \cdot \varepsilon_r \cdot G_0, \quad (6)$$

где $t_0 = \frac{r_0}{v}$ — среднее пролетное время; r_0 — средний радиус пучка; $\varepsilon_r = \frac{\hbar\kappa^2}{m}$ — энергия отдачи с разницей частоты.

Если резонанса нет и отстройки удовлетворяют условию $|\Delta\omega| > \gamma$, то таким параметром будет величина

$$s' = s \cdot \left(\frac{\gamma}{\Delta\omega} \right)^2. \quad (7)$$

Для узких пучков, когда $s \ll 1$ либо $s' \ll 1$ при $|\Delta\omega| > \gamma$, и при отстройках $|\Delta\omega| < \kappa v$ коэффициент поглощения равен

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \left[\left(\frac{4s\gamma}{\kappa v} \right) \cdot K_1 \left(\frac{4s\gamma}{\kappa v} \right) + \sqrt{\pi} \cdot \frac{\gamma}{\kappa v} \cdot \frac{\Delta\omega}{\kappa v} \cdot s \right], \quad (8)$$

(где $K_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя), что совпадает в первом порядке по параметру s с результатами работы [5]. Однако использованный в [5] метод вычислений становится неприменимым уже при получении следующих поправок к коэффициенту поглощения. Это следует из (8), где такие поправки

$$\Delta z = 8 \cdot \alpha_0 \cdot \left(\frac{\gamma s}{\kappa v} \right)^2 \cdot \ln \left(\frac{2\gamma s}{\kappa v} \right) \quad (9)$$

имеют неаналитическую зависимость от параметра малости s .

Широкие пучки. В широких пучках ($s \gg 1$) атомы в области луча имеют существенно неравномерное распределение по продольным скоростям v_z . При этом контур поглощения $g(v_z) \cdot f(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v})$ значительно деформируется: пик поглощения смещается в сторону положительных скоростей v_z и сужается, если не учитывать процессы диффузии, в $s^{2/3}$ раз. Аналогичные результаты получены в работе [6]. Теперь в поглощение основной вклад дают крылья контура

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \frac{B(1/3, 1/3)}{\pi} \left[\Gamma \left(\frac{7}{6} \right) (6s)^{-1/3} + \frac{2\Delta\omega}{\kappa v} \cdot \frac{\gamma}{\kappa v} \right], \quad (10)$$

где $B(x, y)$ и $\Gamma(x)$ – бета- и гамма-функции Эйлера.

В коэффициенте поглощения (10) отстройки удовлетворяют условию $\left| \frac{\Delta\omega}{\kappa v} \right| < 1$, а параметр s' (8) ограничен требованием $s' \ll \left(\frac{\kappa v}{\Delta\omega} \right)^5 \cdot \frac{\kappa v}{\gamma}$ при $\left| \frac{\Delta\omega}{\gamma} \right| > 1$. Происходит заметное просветление среды. Например, для паров Na при температуре $T \approx 300^\circ\text{K}$ в далеких от насыщения областях параметр $s > 1$ в точном резонансе при поперечных размерах пучка $r_0 > G_0^{-1}$, [мм]. Если $G_0 \sim 10^{-1}$ (интенсивности порядка 1 мВт/см²), то $\frac{\alpha_0}{\alpha}$ может удвоиться при размерах пучка $r_0 \sim 160$ мм.

Вследствие просветления среды нарушается закон Бугера, и процесс поглощения света имеет существенно неэкспоненциальный характер:

$$G_0(z) = G_0(0) \left(1 - \frac{z}{z_0} \right)^3,$$

$$\text{где } z_0^{-1} = \alpha_0 \cdot \frac{B(1/3, 1/3)}{3\pi} \cdot \Gamma \left(\frac{7}{6} \right) (6s(0))^{-1/3}; \quad s(0) = t_0 \varepsilon_r \cdot G_0(0).$$

Наибольшее поглощение происходит при положительных отстройках:

$$\Delta\omega_{max} = \Gamma^{-1} \left(\frac{7}{6} \right) \cdot (3s)^{1/3} \cdot \gamma \approx \gamma \cdot s^{1/3}.$$

Смещение максимума поглощения $\alpha(\Delta\omega)$ (10) обусловлено возникновением продольного дрейфа атомов вдоль луча в бегущей волне [6].

Если отстройки велики $\left| \frac{\Delta\omega}{\gamma} \right| \gg s^{1/3}$, $\left| \frac{\Delta\omega}{\kappa v} \right| \gg 1$, но по-прежнему выполнено условие $s' \gg 1$, то коэффициент поглощения мало отличен от равновесного $\alpha \sim \alpha_0$ и убывает с ростом отстроек пропорционально $(\Delta\omega)^{-2}$.

В заключение оценим влияние диффузионных процессов за счет спонтанного и вынужденного излучений на коэффициент поглощения. В работе [6] показано, что диффузия играет существенную роль при больших временах взаимодействия атомов с полем: если время нахождения атома в пучке столь велико, что выполняется соотношение $s > \mu^{-3/5}$, где $\mu = \frac{\varepsilon_r}{\gamma}$, то ширина пика в функции распределения $f(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v})$ начинает расти за счет диффузионных процессов. Однако рост ширины пика с увеличением времени пролета происходит крайне медленно [6]: $\Theta(s) \approx ((\mu s^{1/3})^{1/2})$, где Θ – ширина пика. Вклад от диффузионных процессов в коэффициент поглощения становится существенным, когда доля пика в будет одного порядка с вкладом от крыльев $\sim s^{1/3}$ в контуре поглощения $g(v_z)/f(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{v})$, т.е. когда $s \sim \mu^{-1}$.

Если же размеры пучка таковы, что $s \ll \mu^{-1}$, то вкладом от диффузии в коэффициент поглощения можно пренебречь. Поскольку для оптических переходов $\mu \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ [6], то параметр s может достигать значений $10^3 \div 10^4$ в очень широких пучках ($r_0 \sim 1$ км при насыщениях $G_0 \sim 10^{-1}$), при этом коэффициент поглощения может уменьшиться на порядок. Экспериментально слабоинтенсивные, но широкие резонансные пучки, распространяющиеся в парах Na (либо K) низкой плотности, реализуются при лидарном зондировании верхних слоев (высоты 80–110 км) атмосферы [7]. Если длитель-

ность импульса лазера $t_{\text{имп}}$ превышает характерное время установления стационарного режима $t_0 = \frac{r_0}{v}$, то учет влияния силы светового давления на поглощение и соответственно флуоресценцию атомов Na и K становится необходимым, иначе оценки концентраций Na и K в верхних слоях атмосферы окажутся заметно заниженными.

Автор выражает благодарность профессору В.С. Смирнову за полезное обсуждение результатов и помощь в процессе работы.

1. Миногин В.Г., Летохов В.С. Давление лазерного излучения на атомы М.: Наука. 1986. 222 с.
2. Акулин В.М., Карлов Н.В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике. М.: Наука. 1987. 312 с.
3. Kazantsev A.P., Ryabenko G.A., Surdutovich G.I., Yakovlev V.P. //Phys. Rep. 1985. V. 129. № 2. P. 1–77.
4. Kazantsev A.P., Smirnov V.S., Surdutovich G.I., Chudesnikov D.O., Yakovlev V.P. //J. Opt. Soc. Amer. B. 1985. V. 2. № 11. P 1731–1742.
5. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. //Письма в ЖЭТФ 1986. Т. 43. '№ 5. С. 222–224.
6. Краснов И.В., Шапарев Н.Я. //ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 899–909.
7. Shouu-Dyi Yeh, Growell E.V. //Appl. Optics. 1982. V. 21. № 13. P. 2365–2372.

Томский госуниверситет
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
13 апреля 1988 г.

A.V. Bezverbny. Effect of Light-Pressure Force on Finite-Beam Absorption by Medium.

An example of a two-level atom gas interacting with a low-intensity wide light beam is considered to examine the effect of the light pressure force on the absorption coefficient. It is shown that, in the regions far from saturation the pressure force may cause an essentially nonequilibrium atomic velocity distribution. The latter results in an enhanced transmittance of the propagation medium, the absorption law being nonexponential.