Письма в ЖЭТФ, том 32, вып. 2, стр. 160 – 165 *20 июля 1980 г.*

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГАЗЕ[1)]

Г.А.Левин, К.Г.Фолин

Рассматривается однокомпонентный газ, резонансно взаимодействующий с электромагнитной волной. Учитывается изменение сечения столкновения частиц при возбуждении одной из них. Показана возможность охлаждения газа в результате стимулированного светом обмена энергией между газом и термостатом. Предсказывается также установление гидродинамического течения газа под действием излучения.

В работе рассмотрено поведение однокомпонентного газа, частицы которого резонансно взаимодействуют с плоской электромагнитной волной с частотой: $|\omega - \omega_{12}| \lesssim k v_T$, где ω_{12} – частота перехода из основного состояния, $\vec{k} = \omega/c$; $v_T = \sqrt{2T/M}$. Существенными факторами являются селективное по скорости возбуждение частиц и изменение сечения столкновения в результате возбуждения одной из сталкивающихся частиц. Интерес к явлениям возникающим при этих условиях инициирован работой [1]. Показано, что устанавливается немаксвелловское распределение, в результате чего в газе возникают потоки кинетической энергии и импульса.

1) Эта статья является объединением, по требованию Редакции, отдельных работ авторов.

Ищем распределение частиц по скоростям — $f(v)$ как стационарное решение уравнения Больцмана в приближении слабой неравновесности:

$$f(\mathrm{v}) = f_o(\mathrm{v}) + \delta f(\mathrm{v}) \equiv f_o(1 + \chi(\mathrm{v})), \tag{1}$$

где $f_o(\mathrm{v})$ — локально-равновесное максвелловское распределение. Поправка δf должна удовлетворять условиям нормировки: [2]:

$$\overline{\delta f} \equiv \int d^3 v \delta f = 0; \quad \overline{\epsilon \delta f} = 0; \quad \overline{\mathrm{v} \delta f} = 0; \quad (\epsilon = M\mathrm{v}^2/2). \tag{2}$$

Пусть $f_2(\mathrm{v})$ и $f_1(\mathrm{v})$ — распределения, соответственно, возбужденных и невозбужденных частиц. Условие слабой неравновесности имеет вид

$$\overline{f_2} << \overline{f_1}. \tag{3}$$

Введем вероятность заселенности верхнего уровня — $\rho_{22}(\mathrm{v})$:

$$f_2(\mathrm{v}) = \rho_{22}(\mathrm{v}) f(\mathrm{v}); \quad f_1(\mathrm{v}) = (1 - \rho_{22}(\mathrm{v})) f(\mathrm{v}). \tag{4}$$

В силу условия (3), ρ_{22} определена как функционал равновесного распределения $f_o(\mathrm{v})$ и не зависит от неравновесной поправки δf. Столкновительный член запишем в виде

$$St(f) = \int d^3 v_1 d\Omega \, | v - v_1 | \{ \sigma(\Omega) (f_1(\mathrm{v}_1') f_1(\mathrm{v}') - f_1(\mathrm{v}) f_1(\mathrm{v}_1)) +$$

$$+ \sigma_e(\Omega)(f_1(\mathrm{v}_1') f_2(\mathrm{v}') + f_2(\mathrm{v}_1') f_1(\mathrm{v}') - f_1(\mathrm{v}) f_2(\mathrm{v}_1) - f_2(\mathrm{v}) f_1(\mathrm{v}_1)) \}. \tag{5}$$

Подставляя (1), (4) в (5), линеаризуя по $\chi(\mathrm{v})$, получаем уравнение

$$St(f) = \int d^3 v_1 d\Omega \, | \mathrm{v} - \mathrm{v}_1 | \, f_o(\mathrm{v}) f_o(\mathrm{v}_1) \sigma(\Omega) \, [\alpha(\mathrm{v}_1') + \alpha(\mathrm{v}') - \alpha(\mathrm{v}) - \alpha(\mathrm{v}_1)] = 0;$$

$$\alpha(\mathrm{v}) = \chi(\mathrm{v}) + \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \rho_{22} (1 + \chi(\mathrm{v})); \quad \Delta\sigma = \sigma_e - \sigma. \tag{6}$$

Ищем его решение в модели "подобных сечений": $\dfrac{\sigma_e(\Omega, v_{\text{отн}})}{\sigma(\Omega, v_{\text{отн}})} = \mathrm{const}$.,

где Ω, $v_{\text{отн}}$ — угол рассеяния и скорость частиц в СЦИ. Оно имеет вид [2]

$$\alpha(\mathrm{v}) = A + B\epsilon + C(\mathbf{k}\mathrm{v}); \tag{7}$$

$$\chi(\mathrm{v}) = \frac{-\dfrac{\Delta\sigma}{\sigma} \rho_{22}(\mathrm{v})}{1 + \dfrac{\Delta\sigma}{\sigma} \rho_{22}(\mathrm{v})} + \frac{A + B\epsilon + C(\mathbf{k}\mathrm{v})}{1 + \dfrac{\Delta\sigma}{\sigma} \rho_{22}(\mathrm{v})}. \tag{7a}$$

Константы A, B, C находятся из условий (2). Приняв для $\rho_{22}(\mathrm{v})$ лоренцеву форму [3]:

$$\rho_{22} = \frac{1}{2}\,\frac{I}{I_s}\,\frac{\gamma_2^2}{(\omega - \omega_{12} - \mathbf{kv})^2 + \gamma_2^2\left(1 + \frac{I}{I_s}\right)}\,, \tag{8}$$

получаем:

$$\chi(\mathrm{v}) = -\frac{1}{2}\,\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\,\frac{I}{I_s}\,\frac{\gamma_2^2}{(\omega - \omega_{12} - \mathbf{kv})^2 + \gamma_2^2\left(1 + \frac{\sigma_e + \sigma}{2\sigma}\,\frac{I}{I_s}\right)} + A + B\epsilon + C(\mathbf{kv}). \tag{9}$$

(Во втором члене правой части (7а) отличием знаменателя от единицы можно пренебречь). Распределение по скоростям в случае узкой линии — $\frac{\gamma_2}{kv_T}\left(\frac{I}{I_s}\right)^{1/2} << 1$, приведено на рис. 1.

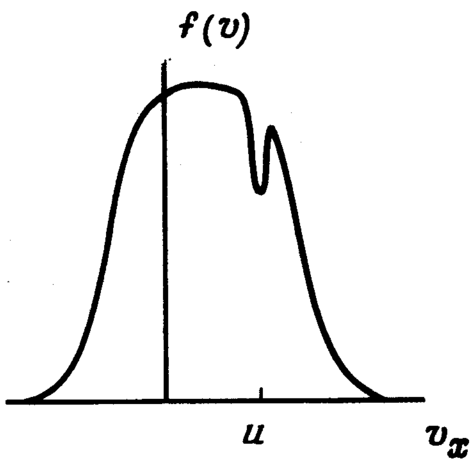

Рис. 1. Полное распределение частиц по скоростям. Излучение распространяется вдоль оси x, компоненты скорости v_y, v_z произвольны. Принято, что $\sigma_e > |\sigma|$

"Прожигание дырки" в полном распределении частиц приводит к дополнительному просветлению перехода. Определяя коэффициент поглощения Г согласно [3], получаем:

$$\Gamma I = -\frac{dI}{dx}\,, \quad \Gamma = \frac{\hbar\omega\gamma_1}{I}\int \rho_{22}(\mathrm{v})\,f(\mathrm{v})\,d^3v \approx \frac{\Gamma_{\mathrm{unsat}}}{\left(1 + \frac{\sigma_e + \sigma}{2\sigma}\,\frac{I}{I_s}\right)^{1/2}} \tag{10}$$

γ_1 — скорость продольной релаксации.

Рассмотрим "светоиндуцированный термоэффект", состоящий в том, что установление неравновесного распределения ведет к появлению потока кинетической энергии в направлении распространения электромагнитной волны. Используя (1), (9), (10) получаем:

$$q \equiv \int \epsilon v \delta f d^3 v = \frac{3}{2} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \frac{u(T - T_c)}{\hbar\omega \gamma_1} \Gamma I; \qquad T_c \equiv \frac{Mu^2}{3} . \tag{11}$$

Здесь u — "резонансная скорость", $u \parallel k$, $u_x = \frac{\omega - \omega_{12}}{k}$, $u_y = u_z = 0$.

Это приводит к "медленному", в силу ограничения (3), перераспределению тепловой энергии по объему, занятому газом. Стационарное распределение температуры по объему удовлетворяет уравнению

$$\mathrm{div}(q - \kappa \nabla T) = 0, \tag{12}$$

дополненному условием однородности давления, сохранения полного числа частиц:

$$nT = p = \mathrm{const}, \qquad \int \frac{T_0}{T(r)} \frac{d^3 r}{W} = \frac{p_0}{p},$$

и граничными условиями. T_0, p_0 — начальные температуры и давление.

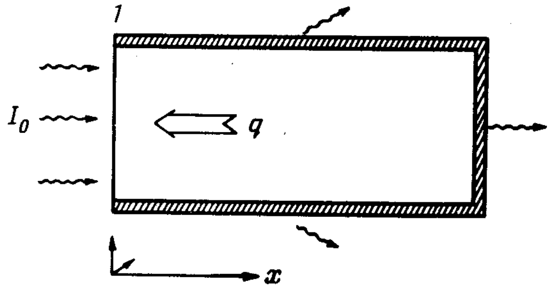

Рис. 2. Схема охлаждения газа. Торец I поддерживается при постоянной температуре T_0, второй торец и боковые стенки термоизолированы. Все стороны оптически прозрачны. $I(0)$ — интенсивность падающего излучения

Этот эффект можно использовать для охлаждения газа, если одну из сторон кюветы, где он находится, привести в контакт с термостатом (рис. 2). Уравнение (12) принимает вид

$$\frac{dT}{dx} = \lambda (T - T_c) \frac{1}{I(0)} \frac{dI}{dx}; \qquad \lambda \equiv \frac{3}{2} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \frac{|u|\, I(0)}{\hbar\omega \gamma_1 \kappa};$$

$$T_0 > T_c; \quad u < 0.$$

Считая, для простоты, коэффициент теплопроводности κ постоянным, получаем:

$$T(x) = T_c + (T_0 - T_c)\exp\left\{ -\lambda \frac{I(0) - I(x)}{I(0)} \right\} . \tag{13}$$

Изменение температуры будет заметным, если выполняется условие: $\lambda \Gamma L \gtrsim 1$, где L – длина кюветы. Его можно представить в виде

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_c} \frac{a\sigma}{\sigma_e + \sigma} \frac{|u|}{v_{T_o}} \left(\frac{I(0)}{I_s}\right)^{1/2} \Gamma_{\mathrm{unsat}} L \gtrsim 1; \quad \sigma_c = \frac{\hbar\omega\gamma_1}{2I_s}; \quad \kappa \sim \frac{v_{T_o}}{\sigma}.$$

Здесь σ_c – сечение поглощения излучения одной частицей в резонансе [3]. Оптимальная интенсивность определяется условием $\left(\frac{I(0)}{I_s}\right)^{1/2} \frac{\gamma_2}{kv_{T_o}} \sim 1$, так как при больших значениях $I(0)$ исчезает селективность возбуждения по скоростям. Таким образом при выполнении условий: $\Delta\sigma/\sigma_c \sim 1$, $\sigma \sim \sigma_e$, $\Gamma_{\mathrm{unsat}} L \sim 1$, можно выбрать $|u| \sim \gamma_2/k$, что соответствует предельно достижимой температуре:

$$T_{\mathrm{lim}} \sim Mu^2 \sim Mc^2 \frac{\gamma_2^2}{\omega^2}.$$

Взяв $Mc^2 \sim 1 \div 10$ ГэВ, $\gamma_2 \sim 10^8$ сек$^{-1}$, $\omega \sim 10^{15}$ сек$^{-1}$, получаем $T_{\mathrm{lim}} \sim$ $\sim 0,1 \div 1$ К. Время установления равновесия имеет порядок

$$t \sim \frac{C_v L\,|T - T_c|\,n}{|q(T_o)|} \sim \frac{L}{|u|} \left[\left(\frac{I}{I_s}\right)^{1/2} \frac{\gamma_2}{kv_{T_o}}\right]^{-1}.$$

Другое проявление неравновесности, создаваемой излучением – эффект "светоиндуцированной вязкости", возникает при наличии градиента интенсивности света, перпендикулярного к направлению **k**. Если средняя скорость возбужденных частиц отлична от нуля, то перенос частиц в направлении градиента приводит к появлению силы, сдвигающей относительно друг друга слои газа с разными значениями интенсивности света. Возникновение этой силы обусловлено различием длин свободного пробега возбужденных и невозбужденных частиц. Это приводит к установлению стационарного гидродинамического течения газа. В закрытом объеме это движение будет иметь характер замкнутой циркуляции, при этом полный импульс газа остается равным нулю. Формально, для получения тензора вязких напряжений – $\sigma'_{\alpha\beta}$ [2], надо учесть в ρ_{22} член, связанный с переносом частиц. Ограничиваясь, для простоты, условиями: $I/I_s \ll 1$; $\gamma_2/kv_T \ll 1$; $\gamma_1 \tau_{\text{св}} \gg 1$ ($\tau_{\text{св}}$ – время свободного пробега), получаем:

$$\rho_{22}(\mathbf{v}) = \rho_{22}^{(o)} - \gamma_1^{-1} (\mathbf{v}\nabla)\rho_{22}^{(o)},$$

где $\rho_{22}^{(\circ)}$ дается выражением (8). Вычисляя неравновесную поправку согласно (7а), в приближении: $\gamma_1^{-1} v_T \mid \nabla I \mid << I$, получаем:

$$\sigma'_{\alpha\beta} = -M \int v_\alpha v_\beta f(\mathrm{v})\, d^3 v\,; \quad \sigma'_{xy} = -\eta' \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial y}\,; \quad \sigma'_{xz} = -\eta' \frac{\partial \widetilde{V}}{\partial z}\,; \quad \sigma'_{yz} = 0;$$

$$\eta' = \gamma_1^{-1} p \frac{\Delta\sigma}{\sigma}\,; \quad \widetilde{V} = \frac{1}{n} \int v_x \rho_{22}^{(\circ)}(v) f_\circ(v)\, d^3 v = u \frac{\Gamma I}{\hbar\omega\, \gamma_1 n}\,.$$

Уравнение Навье – Стокса при условии аксиальной симметрии имеет вид

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + (V\nabla)_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} - \nu' \frac{1}{r} \frac{d}{dr}\left(r \frac{d\widetilde{V}}{dr}\right) + \nu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial V_x}{\partial r}\right).$$

Здесь $\nu' = \eta'/\rho$; ν – обычная кинематическая вязкость. Пренебрегая неоднородностью давления, получаем:

$$V_x(r) = \frac{\nu'}{\nu} \widetilde{V}(r) + a\,. \tag{14}$$

Постоянная a определяется из условия

$$\int \rho V_x(r)\, r\, dr = 0\,.$$

Можно сравнить результат (14) с величиной скорости возникающей под действием радиационного давления – $V_{\mathrm{rad}} \sim \Gamma I r_{\mathrm{CB}}/c\, nM$

$$\frac{V_x}{V_{\mathrm{rad}}} \sim \frac{\Delta\sigma}{\sigma} (\gamma_1 r_{\mathrm{CB}})^{-2} \frac{M\,|u|\,c}{\hbar\omega} \gtrsim 10^4,$$

если $\Delta\sigma \sim \sigma$; $\gamma_1 r_{\mathrm{CB}} \sim 1$. Таким образом этот эффект может быть полезным как средство измерения и контроля степени селективности возбуждения частиц газа за счет эффекта Допплера.

Институт автоматики и электрометрии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
16 июня 1980 г.

Литература

[1] Ф.Х. Гельмуханов, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, 29, 773, 1979.

[2] Е.М.Лифшиц, Л. П. Питаевский. Физическая кинетика, 1979. стр.32.

[3] Р.Пантел, Г.Путхоф. Основы квантовой электроники, М., изд. Мир, 1972, стр. 90.