Краткие сообщения по физике № 7 1981

ТЕРМООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ ИСПАРЕНИИ ВЕЩЕСТВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. И. Коротченко, А. А. Самохин

УДК 535.2II:536.4

Получено выражение для термооптического давления при испарении поглощающего вещества под действием периодически модулированного излучения.

Поглощение излучения на поверхности конденсированной среды сопровождается возникновением импульса давления, величина которого при не слишком больших интенсивностях воздействия обусловлена термооптическим эффектом (тепловое расширение среды без изменения ее фазового состояния) и процессом испарения. Вклад плавления при этом обычно является малым и для его наблюдения необходимо выполнение определенных условий /I/.

В последние годы наиболее широко исследовался термооптический механизм генерации давления. Испарительный процесс пока остается менее изученным, хотя уже в нескольких работах (см., напр., /2-6/) в той или иной форме сообщалось об одновременном проявлении этих эффектов при различных условиях эксперимента. В данной работе рассматривается относительная роль испарительного и термооптического механизмов генерации давления при действии на поглощающую среду периодически модулированного излучения с интенсивностью $I + I_1\exp(i\omega t)$, $I_1 < I$.

Из уравнения Эйлера и неразрывности в линейном приближении по коэффициенту теплового расширения β следует

$$p = -\rho_1(0)V^2 - 2\Delta\rho(0)VV_1 - 2V\int_0^\infty(\partial\rho_1/\partial t)dz - (\partial V_1/\partial t)\int_0^\infty\Delta\rho dz -$$

$$- \int_0^\infty \int_z^\infty (\partial^2 \rho_1/\partial t^2) dz dz_1, \tag{I}$$

$$\Delta\rho(z) = \rho(z) - \rho_0 = -\beta\rho_0 T(z),\ \rho_1(z,t) = -\beta\rho_0 T_1(z,t),$$

$$\rho_0 = \rho(z = \infty),$$

где частная производная по времени берется в системе координат, связанной с фронтом испарения, который перемещается по неподвижному веществу со скоростью $V + V_1(t)$. Величина давления (I) относится к области, определяемой условиями $h < z < a/\omega$, где a – скорость звука, а h – характерная протяженность температурного профиля, обусловленная длиной поглощения α^{-1} и температуропроводностью χ.

Стационарный температурный профиль в условиях развитого испарения под действием постоянной интенсивности I определяется известным выражением:

$$T(z) = T_0\left[A\exp(-\alpha z) + B\exp(-qz)\right],\quad \chi q = V, \tag{2}$$

$$A = (cT_0 + L)q/cT_0(q - \alpha),\ B = 1 - A,\ I = \rho_0 V(cT_0 + L),$$

где L и c есть теплота испарения и теплоемкость вещества.

Модуляционная добавка T_1 к невозмущенному температурному распределению $T(z)$ в линейном по I_1 приближении записывается следующим образом /7/:

$$T_1 = T_s\left[(1 + \varphi_1 + \varphi_2)\exp(-bz) - \varphi_1\exp(-qz) - \varphi_2\exp(-\alpha z)\right],$$

$$T_s = \frac{I_1\exp(i\omega t)}{c\rho V\varphi_0},\quad \varphi_1 = BEqV/i\omega,\quad \varphi_2 = \alpha V\,\frac{AE - \varphi_0}{i\omega + \alpha V - \chi\alpha^2}, \tag{3}$$

$$i\omega = \chi b(b - q),\quad \varphi_0 = EA + \frac{b + \alpha - q}{\alpha}\left[\frac{(LV)'}{cV} + \frac{b}{q} + BE\,\frac{q}{b}\right],$$

$$E = T_0 V'/V,$$

где штрих обозначает дифференцирование по температуре поверхности, от которой зависят теплота испарения и скорость движения фронта V. Из (I)–(3) получаем окончательное выражение для термооптического давления

$$p = \beta\rho_0 T_s V^2 \left\{ 2E + \frac{b^2}{q^2} + E\left(\frac{q}{b} - 1\right)\left(B - A\frac{b^2}{\alpha q}\right) + \right. \tag{4}$$

$$\left. + \left(1 - \frac{b}{q}\right)\frac{AE - \varphi_0}{\alpha(b + \alpha - q)}\left[\alpha(b + q) - b(q - b)\right]\right\}.$$

Поскольку модуляция испарительного давления $p_1 = p_1^{\circ} T_s$ также пропорциональна T_s, то зависимость отношения p/p_1 от частоты модуляции полностью содержится в функции φ

$$p/p_1 = \varphi\beta\rho_0 V^2/p_1^{\circ} \equiv \varphi n. \tag{5}$$

При малых частотах $\varphi \approx 1 + 2E$. Однако из-за малости безразмерного коэффициента n вклад термооптического давления остается существенно меньше испарительного. Если, например,

$$\rho_0 = 10\ г/см^3,\ V = 30\ см/с,\ p_1^{\circ} = 5\cdot 10^3\ дин/см^2\cdot град, \tag{6}$$
$$\beta = 10^{-4}\ град^{-1},$$

то $n = 2\cdot 10^{-6}$ и $\varphi n = 5\cdot 10^{-5}$. Отметим, что стационарный вклад теплового расширения рассматривался ранее в работе /8/ без использования линейного приближения.

В области больших частот, когда $\chi b^2 = i\omega$ формула (4) дает следующее асимптотическое поведение для φ

$$\varphi = i\omega\chi/V^2, \quad q < |b| < \alpha, \tag{7}$$

$$\varphi = -\omega^2/\alpha^2 V^2, \quad |b| > q, \alpha. \tag{8}$$

Из (7), (8) и из условия $n|\varphi| = 1$ получается выражение для граничной частоты ω_1, при которой сравниваются величины термооптического и испарительного давления

$$\omega_1 = p_1^{\circ}/\chi\beta\rho_0, \quad \omega_1 = \alpha(p_1^{\circ}/\beta\rho_0)^{1/2}.$$

Для асимптотики, соответствующей поверхностному поглощению, значения параметров (6) и $\chi = 0{,}1\ см^2/с$ приводят к величине $\omega_1 = 5\cdot 10^7\ с^{-1}$. В случае объемного поглощения частота

ω_1 может быть меньше, если коэффициент поглощения α не очень велик. Отметим в заключение, что для объемного поглощения полное давление $p_1(1 + n\varphi)$ при $\omega = \omega_1$ в рассматриваемом приближении обращается в нуль, поскольку вклады от испарительного и термооптического эффектов взаимно компенсируются.

Поступила в редакцию
23 декабря 1980 г.

Литература

I. А. А. Самохин, Краткие сообщения по физике ФИАН № IO, 32 (I979).
2. В. М. Гордиенко, А. Б. Решилов, В. И. Шмальгаузен, Квантовая электроника, 6, 383 (I979).
3. M. W. Sigrist, F. K. Kneubühl JASA, 64, 1652 (1978).
4. А. И. Коротченко, А. А. Самохин, А. В. Сидорин, Краткие сообщения по физике ФИАН № 3, 35 (I979).
5. A. I. Korotchenko, N. I. Popov, A. A. Samokhin, Phys. Lett., 73A, 393 (1979).
6. P. Giovanneschi et al., Appl. Phys. Lett., 36, 882 (1980).
7. А. И. Коротченко, А. А. Самохин, Краткие сообщения по физике ФИАН № 8, 3I (I980).
8. А. И. Коротченко, А. А. Самохин, ФизХОМ №6, 3 (I978).