

РЕАКЦИЯ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО ИСПАРЕНИЯ ВЕЩЕСТВА  
НА МОДУЛЯЦИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. И. Коротченко, А. А. Самохин

УДК 535.211:536.4

Получено выражение для линейного отклика испарительного давления на зондирующее излучение с модулированной интенсивностью. Показано, что резонансный характер отклика сохраняется и в случае объемного поглощения излучения.

Границы применимости тепловой модели, которая широко используется для описания фазовых превращений при импульсном воздействии на конденсированные среды (см., напр., /1-5/), являются в настоящее время весьма неопределенными. По этой причине, в частности, представляет интерес теоретическое исследование основных выводов этой модели, которые допускают непосредственную экспериментальную проверку.

Одной из наиболее чувствительных характеристик испарительного процесса является поведение давления отдачи. В данной работе рассматривается линейный отклик испарительного давления на зондирующее излучение с модулированной интенсивностью  $I(t) = I_0 \exp(i\omega t)$ . Коэффициент поглощения этого излучения  $\alpha$  может отличаться от величины  $\alpha_0$  для основной интенсивности  $I_0$ , которая поддерживает стационарный режим испарения.

В системе координат, которая связана с фронтом испарения, движущимся со скоростью  $v + v' T_s$  по неподвижной среде, одномерная тепловая задача для возмущенной части температурного профиля  $T(z, t)$  записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial z} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\partial T_0}{\partial z} v' T_s + \frac{q}{\rho c} I \exp(-\alpha z + i\omega t), \quad (1)$$

$$c\chi \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_0 = (Lv)' T_s, \quad T(\infty, t) = 0,$$

где  $T_0(z)$  — температурный профиль в стационарном режиме испарения

$$T_0 = T_{0s} [(1 - A)\exp(-\alpha z) + A\exp(-\alpha_0 z)], \quad c\chi = v, \quad (2)$$

$$A = q(1 + L/cT_{0s})/(q - \alpha_0), \quad I_0 = \rho v(L + cT_{0s}).$$

В формулах (1), (2) теплоемкость  $c$  и температуропроводность  $\chi$  предполагаются постоянными, теплота испарения  $L$  зависит от температуры поверхности  $T_s$ , а штрих обозначает дифференцирование по этой температуре.

Для установившихся колебаний температуры поверхности из (1), (2) имеем:

$$T_s = f I \exp(i\omega t) / [v(L + cT_{0s})]' \rho,$$

$$f = (q_0 - \alpha)n [(Lv)' / c + q_0 - (q_0 - q)n_1 - (q_0 - \alpha_0)n_2]^{-1},$$

$$n = \alpha [v(L + cT_{0s})]' / c(i\omega + \alpha v - \chi\alpha^2), \quad (3)$$

$$n_1 = (1 - A)T_{0s} v' q / i\omega; \quad n_2 = AT_{0s} v' \alpha_0 / (i\omega + \alpha_0 v - \chi\alpha_0^2),$$

$$q_0 = [1 + (1 + 4i\omega\chi/v^2)^{1/2}] q / 2.$$

Учитывая соотношения

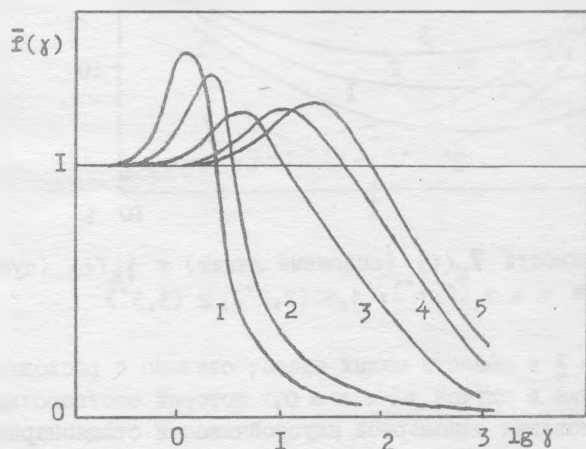
$$v'/v = \rho'/\rho, \quad [v(L + cT_{0s})]' = v'(L + cT_{0s}), \quad (4)$$

которые с достаточной точностью выполняются в условиях развитого испарения, для модуляции испарительного давления  $\delta p = p^* T_B$  находим

$$\delta p/p = f(I/I_0) \exp(i\omega t). \quad (5)$$

В этом приближении в адиабатическом пределе, когда  $f = 1$ , относительная глубина модуляции испарительного давления и интенсивности излучения оказываются равными между собой.

При  $\alpha = \alpha_0$  и  $L^* + c = 0$  формула (3) совпадает с полученным ранее выражением для модуляции температуры поверхности /6/. В работе /6/ подробно исследовался случай поверхностного поглощения и было отмечено, что переход к объемному поглощению приводит при малых частотах к более быстрому росту модуля  $\bar{f}$  комплексной функции  $f$ . Такая зависимость функции  $\bar{f}(\omega)$  от параметра  $\varepsilon = \nu/\alpha\chi$  может соответствовать сдвигу положения ее максимума в сторону меньших частот.



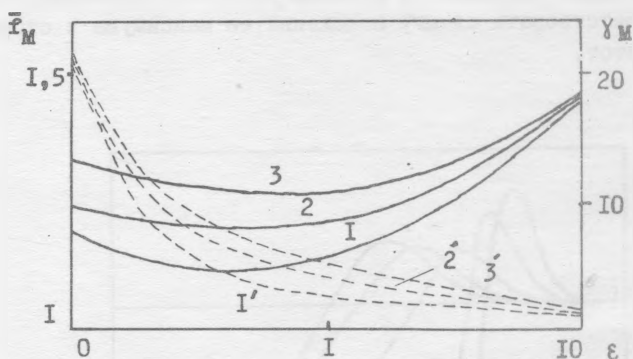
Р и с. I. Зависимость  $\bar{f}(y)$  при  $u = 1,5$  и  $\varepsilon = 10$  (1), 5 (2), I (3), 0,2 (4), 0 (5)

На рис. 1 показано поведение  $\bar{f}$  в зависимости от безразмерного аргумента  $\gamma = 4\omega\chi/v^2$  при различных значениях параметра  $\epsilon$  и следующих характеристиках стационарного режима испарения:

$$p/p_B = v/v_B = \exp[12,5(1 - 1/u)]; \quad v_B = 1,5 \text{ см/с}; \quad p_B = 10^5 \text{ Па},$$

$$cT_B = 0,25(L + cT_B); \quad T/T_B = u; \quad \chi = 0,1 \text{ см}^2/\text{с}. \quad (6)$$

Увеличение параметра  $\epsilon$ , как и следовало ожидать, сопровождается заметным смещением положения максимума  $\gamma_M$  в область малых частот. Абсолютная величина этого максимума  $\bar{f}_M$  с ростом  $\epsilon$  сначала уменьшается, а потом начинает монотонно возрастать. Поведение  $\bar{f}_M$  и  $\gamma_M$  при изменении  $\epsilon$  показано на рис. 2 при различных значениях безразмерной температуры  $u$ , которым соответствуют следующие величины скорости испарения  $v/v_B = 1$  (1), 65 (2), 520 (3).



Р и с. 2. Зависимость  $\bar{f}_M(\epsilon)$  (сплошные линии) и  $\gamma_M(\epsilon)$  (пунктир) при  $u = 1$  (1, 1'), 1,5 (2, 2'), 2 (3, 3')

Возрастание  $\bar{f}$  в области малых частот связано с расхождением линейного отклика в случае  $L' + c = 0$ , который соответствует границе возникновения одномерной неустойчивости стационарного режима испарения. При больших  $\epsilon$  величина  $\bar{f}_M$  растет как  $\sqrt{\epsilon}$ . Если  $L' + c > 0$ , то при  $\gamma < 1$  и  $\epsilon_0 = v/\alpha_0\chi > \gamma > \epsilon$  из (3) следует

$$T_B = I \exp(i\omega t) / (L' + c)v. \quad (7)$$

Это соотношение явно демонстрирует пороговый смысл условия  $L^* + c = 0$ .

Таким образом, резонансный характер линейного отклика испарительного давления на модуляцию интенсивности излучения, который был обнаружен и исследован ранее для случая поверхностного поглощения /5,6/, сохраняется также и при объемном поглощении излучения. Как уже отмечалось в работе /6/, при анализе давления отдачи в области высоких частот необходимо кроме испарительного давления учитывать вклад, обусловленный обычным оптоакустическим эффектом, т.е. тепловым расширением среды без изменения ее агрегатного состояния. Поведение полного давления отдачи будет рассмотрено в отдельной работе.

Напомним в заключение, что при  $\epsilon > 1$  стационарному режиму испарения соответствуют большие объемные перегревы, которые уже нельзя, строго говоря, описывать в рамках модели с постоянными коэффициентами. Учет теплофизических нелинейностей приводит к резкой немонотонности переходного режима испарения, которую можно рассматривать, в частности, как своеобразное проявление одномерной тепловой неустойчивости /5,7/. Неоднородные неустойчивости, связанные с искажением плоского фронта испарения, в линейном приближении не влияют на поведение испарительного давления, усредненного по пятну облучения.

Поступила в редакцию  
25 марта 1980 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, Действие излучения большой мощности на металлы, "Наука", М., 1970 г.
2. Б. Я. Любов, Э. Н. Соболев, Физ ХОМ, № 1, 12 (1979).
3. P. K. Wu, P. E. Nebolsine, AIAA Journ., 15, 751 (1979).
4. P. K. Wu, AIAA Journ., 15, 1809 (1979).
5. А. А. Самохин, А. Б. Успенский, Препринт ФИАН № 143, 1979 г.
6. А. П. Гуськов, А. И. Коротченко, А. А. Самохин, Препринт ФИАН № 203, 1979 г.
7. А. А. Самохин, А. Б. Успенский, ЖЭТФ, 73, 1025 (1977); Phys. Lett., 73A, 391 (1979).