

# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. A. Uglov, A. P. Gus'kov, Reaction of metal-target vaporization to energy-flux modulation, *TVT*, 1982, Volume 20, Issue 3, 507–514

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6372>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.173

April 28, 2025, 11:23:50



УДК 536.42

## РАСЧЕТ РЕАКЦИИ ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ НА МОДУЛЯЦИЮ ПОТОКА ЭНЕРГИИ

Углов А. А., Гуськов А. П.

Исследуется влияние глубокой гармонической и импульсной модуляции концентрированного потока энергии на отклик поверхностной температуры и давления отдачи для интенсивного поверхностного испарения металлов. В случае гармонической модуляции показано, что для глубины модуляции 0,1 результаты расчета с использованием нелинейной модели достаточно хорошо совпадают с проведенными ранее расчетами по линеаризованной модели. При этом полностью сохраняется резонансная зависимость отклика поверхностной температуры и испарительного импульса отдачи от частоты модуляции. Исследуется зависимость частотных характеристик отклика от глубины модуляции. Показано, что резонансный эффект сохраняется для давления отдачи во всем диапазоне глубины модуляции; для температуры поверхности он исчезает при достаточно глубокой модуляции. Приводятся зависимости отклика давления отдачи при фиксированной частоте модуляции для различных потоков энергии. В случае импульсной модуляции сравниваются решения уравнения теплопроводности для различных соотношений между частотой следования импульсов и резонансной частотой.

Исследование воздействия концентрированных потоков энергии на металлические мишени представляет значительный интерес. В диапазоне удельных мощностей до  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> для описания процессов испарения в вакуум широко используется тепловая модель [1, 2], в которой действие потоков энергии на мишени предполагается непрерывным. Модулирование интенсивности потоков энергии приводит к ряду интересных физических следствий, к числу которых относится реакция импульса отдачи, зависящая от свойств вещества мишени, частоты следования импульсов, их формы, а также от глубины модуляции интенсивности. Ранее в ряде экспериментальных работ наблюдался резонансный отклик системы на модуляцию интенсивности лазерного излучения [3, 4]. Расчеты для малой глубины гармонической и прямоугольной модуляции потока энергии, когда задачу можно рассматривать в линеаризованной постановке [5–8], показали, что амплитудно-частотные характеристики отклика амплитуд температуры поверхности мишени и давления отдачи имеют экстремумы. Однако при большой глубине модуляции интенсивности эта задача уже не может анализироваться в линейном приближении. Поэтому основным методом анализа становится численное решение задачи с использованием ЭВМ.

В данной статье представлен ряд численных экспериментов по изучению реакции испарения металлической мишени на глубокую модуляцию интенсивности концентрированного потока энергии.

**Постановка задачи.** Плоская металлическая поверхность нагревается концентрированным потоком энергии  $I$ , модулированным гармонической составляющей

$$I = I_0 (1 + d_m \sin \omega t), \quad (1)$$

где  $I$  — плотность потока энергии;  $I_0 = \text{const}$ ;  $d_m$  — глубина модуляции;  $\omega$  — частота модуляции. Плотность потока  $I_0$  превосходит критическое значение для развития интенсивного испарения. Требуется найти температуру поверхности и импульс отдачи на мишень.

Задача формулируется в виде

$$C\rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (2)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \varepsilon v - I, \quad (3)$$

$$T(x, 0) = T_0(x), \quad (4)$$

$$T(\infty, t) = T_\infty. \quad (5)$$

Здесь  $C$  — удельная теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $x$  и  $t$  — пространственная и временная координаты;  $T = T(x, t)$  — температура мишени;  $\varepsilon$  — скрытая теплота испарения. Скорость фазового фронта нелинейно зависит от температуры поверхности [9]

$$v = v_B \exp [a(1 - 1/u(0, t))], \quad (6)$$

где  $u(0, t) = T(0, t) / T_B$  — безразмерная температура поверхности мишени;  $v_B$  — скорость фазового фронта при нормальной температуре кипения (испарение в вакуум); для металлов величина  $a = 12$  [10]. Давление отдачи находим из выражения

$$p = 0,5 p_B \exp [a(1 - 1/u(0, t))], \quad (7)$$

где  $p_B$  — нормальное давление насыщенного пара.

Для численного анализа запишем краевую задачу (2) — (5) в безразмерной форме

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - V \frac{\partial u}{\partial z} = kk \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (8)$$

$$kk \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\varepsilon}{C\rho T_B} V - D, \quad (9)$$

$$u(z, 0) = u_{00}(z), \quad (10)$$

$$u(\infty, t) = u_\infty. \quad (11)$$

Здесь

$$\tau = \alpha^2 \chi_0 t; \quad z = \alpha x; \quad \alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}; \quad kk = \chi / \chi_0;$$

$$V = v / \alpha \chi_0; \quad D = I / (C\rho \chi_0 \alpha T_B).$$

Зададим значения, характерные для свинца и висмута [5],  $\chi_0 = 10^{-5} \text{ мс}^{-1}$ ;  $\varepsilon / C\rho T_B = 3,14$ ;  $C\rho = 1,6 \cdot 10^6 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$ ;  $T_B = 2023 \text{ К}$ ;  $T_\infty = 300 \text{ К}$ ;  $M = 3,4 \cdot 10^{-25} \text{ кг}$ .

Для потока энергии  $I$ , записанного в безразмерной форме как

$$D = D_0 (1 + d_m \sin \Omega \tau), \quad (12)$$

где  $D_0 = I_0 / (C\rho \chi_0 \alpha T_B)$ ,  $\Omega = \alpha^{-2} \chi_0^{-1}$ , рассматриваемая задача дает решение в виде функций  $u(z, \tau)$  и  $p(\tau)$ , которые в установившемся режиме, т. е. при достаточно больших  $\tau$ , будут периодическими. Представляют интерес частотные характеристики этих функций. Поскольку решается существенно нелинейная задача, требуется определить количественные величины, характеризующие функции  $u(z, \tau)$  и  $p(\tau)$ , так, чтобы при переходе к линейному случаю они совпадали с обычными амплитудно-частотной (АЧХ) и фазочастотной (ФЧХ) характеристиками.

Для характеристики амплитуды функций  $u$  и  $p$  введем нормированные безразмерную температуру

$$u_n(\Omega) = (u_a(\Omega) - u_i(\Omega)) / (u_{sa} - u_{si}) \quad (13)$$

и давление отдачи

$$p_n(\Omega) = (p_a(\Omega) - p_i(\Omega)) / (p_{sa} - p_{si}), \quad (14)$$

где  $u_a$ ,  $p_a$  — максимальные значения  $u(0, \tau)$  и  $p(\tau)$  в установившемся режиме;  $u_i$ ,  $p_i$  — минимальные значения  $u(0, \tau)$  и  $p(\tau)$  в установившемся

режиме;  $u_{sa}, p_{sa}$  — стационарные значения безразмерных температуры и давления отдачи при действии постоянного потока энергии  $D=D_0(1+d_m)$ ;  $u_{si}, p_{si}$  — стационарные значения безразмерных температуры и давления при  $D=D_0(1+d_m)$ . Очевидно, что в линейном случае величины (13), (14) совпадают с АЧХ.

Для определения фазовой характеристики обозначим:  $\tau_s$  — фиксированный момент времени, когда фаза гармонической составляющей потока энергии кратна периоду ( $\Omega\tau_s=2\pi n$ ,  $n$  — целое);  $u_s, p_s$  — стационарные значения безразмерных температуры и давления отдачи при  $D=D_0$ ;  $\tau_{su}$  и  $\tau_{sp}$  — моменты времени, ближайšie к  $\tau_s$ , при которых  $u(0, \tau_{su})=u_s, p(\tau_{sp})=p_s$ . Далее используем тот факт, получающийся при вычислениях, что  $|\tau_s - \tau_{su}|$  и  $|\tau_s - \tau_{sp}|$  в рассматриваемом диапазоне частот меньше полупериода, и определим фазу установившегося испарительного процесса

$$\varphi_u = \Omega(\tau_s - \tau_{su}), \quad (15)$$

$$\varphi_p = \Omega(\tau_s - \tau_{sp}) \quad (16)$$

для функций  $u(0, \tau)$  и  $p(\tau)$  соответственно.

Модуляцию постоянного потока энергии  $D$  прямоугольными импульсами запишем в виде

$$D = \begin{cases} D_0(1+d_m) & \text{при } \Omega\tau < 2\pi(n+1) \\ D_0(1-d_m) & \text{при } \Omega\tau \geq 2\pi n \end{cases} \quad (17)$$

$$n=0, 1, 2, \dots; \quad 0 \leq d_m \leq 1.$$

Для построения нормированных функций отклика системы введем величины

$$p_u = \begin{cases} \frac{p(\tau) - p_0}{p_{sa} - p_0} & p(\tau) > p_0 \\ \frac{p_0 - p(\tau)}{p_{si} - p_0} & p(\tau) < p_0, \end{cases} \quad (18)$$

где  $p_0$  — давление отдачи при  $D=D_0$  в установившемся режиме;

$$u_u = \begin{cases} \frac{u(0, \tau) - u_0}{u_{sa} - u_0} & u(0, \tau) > u_0 \\ \frac{u(0, \tau) - u_0}{u_0 - u_{si}} & u(0, \tau) < u_0, \end{cases} \quad (19)$$

где  $u_0$  — безразмерная температура поверхности при  $D=D_0$  в установившемся режиме.

Расчет системы разностных уравнений задачи проводился методом прямой прогонки [11]. Погрешность расчета величины  $u$  не превышала 2%.

**Сравнение с линейной теорией.** В [1, 2] показано, что в случае малого гармонического возмущения потока энергии величина амплитуды гармонической составляющей поверхностной температуры и давления отдачи зависят от частоты возмущения и носят резонансный характер. При этом использовалась линеаризация краевой задачи по малому возмущению. АЧХ температуры и давления монотонно возрастали до частоты

$$\Omega_{\text{рез}} = \frac{V^2}{4kk} \left( \frac{4a}{u_s} - \sqrt{\frac{8a}{u_s} - 1} \right), \quad (20)$$

а затем убывали при возрастании частоты. Вблизи  $\Omega_{\text{рез}}$  фаза гармонического отклика меняет знак. Условие малости возмущения имеет вид

$$u_m = u_{\text{макс}}(0, \tau) - u_{\text{мин}}(0, \tau) \ll u_s^2 / a. \quad (21)$$

Для сравнения решения нелинейной задачи (8) — (11) с линеаризованной зададим  $D_0=0,31, d_m=0,1$ . При этих параметрах  $u_s=2,014$ , и (18) дает

$$u_m \ll 2,014^2 / 12 = 0,35, \quad (22)$$

т. е. при соблюдении этого неравенства решение нелинейной задачи должно совпадать с линейным приближением.

Расчет АЧХ по выражению (14) в диапазоне безразмерной частоты  $2 \cdot 10^{-4} < \Omega < 10^{-1}$  дает значения  $p_n$ , приведенные на рис. 1. Считая  $u_m = u_a - u_i$ , максимальное значение амплитуды возмущения давления отдачи (или поверхностной температуры) получаем на частоте  $\Omega = 10^{-2}$  ( $u_m = 0,079$ ), т. е. расчет дает результат, достаточно близкий к линейному. Резонансная частота лежит в пределах  $10^{-2} < \Omega_{\text{рез}} < 2 \cdot 10^{-2}$ . По уравнению (20)  $\Omega_{\text{рез}} = 1,13 \cdot 10^{-2}$ .

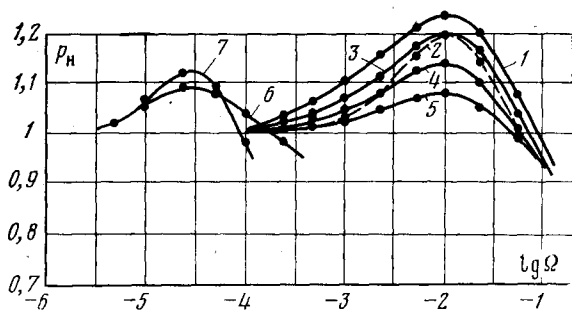


Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика давления отдачи: 1 — линейризованная модель (кривая) и нелинейная при  $d_m=0,1$  (точки); 2 — модель (23);  $d_m=0,1$ ; 3 — то же; 0,25; 4 — то же; 0,75; 5 — то же; 6 — модель (23) при  $D_0=0,015$ ;  $d_m=0,75$ ; 7 — модель (23) с учетом поглощения потока энергии при  $D_0=0,02$ ;  $d_m=0,75$

На рис. 1 представлены АЧХ линейризованной модели (кривая) и функция  $p_n(\Omega)$  (точки). Эти характеристики совпадают в пределах точности вычислений. Расчет ФЧХ показывает, что ее характер сохраняется, т. е. в точке резонанса она меняет знак. На основании сказанного выше можно сделать вывод: расчеты явления теплового резонанса, сделанные для линейризованной модели испарения поверхности мишени под действием концентрированного гармонически модулированного потока энергии и для нелинейной модели, совпадают. По оценке (21) величину  $u_m$  можно считать малой уже при

$$u_m = 0,25 (u_s^2 / a).$$

В литературе для описания скорости движения фронта фаз кроме модели (6) используется выражение [5]

$$v = \sqrt{\frac{M}{2\pi k T(0, t)}} \frac{\rho_B}{\rho} \exp \left[ a \left( 1 - \frac{1}{u(0, t)} \right) \right], \quad (23)$$

где  $M$  — молекулярная масса испаряющихся частиц. Оно отличается от (6) слабой дополнительной зависимостью от температуры. В этом случае, очевидно, несколько изменится величина  $p_n$  и частота  $\Omega_{\text{рез}}$ . АЧХ для модели (23) приведена на рис. 1 (кривая 2).

**Большая глубина гармонической модуляции.** Рассчитаем поведение поверхностной температуры и давления отдачи при увеличении глубины модуляции  $d_m$ . Пусть  $v$  зависит от температуры поверхности согласно выражению (6). Расчет АЧХ по формуле (14) дает семейство характеристик (рис. 1, кривые 3–5). Величина экстремума АЧХ зависит от амплитуды модуляции и убывает при росте  $d_m$ . Тем не менее, даже при  $d_m=1$  амплитуда отклика на 10% превышает  $p_n$  малых частот. Как видно из рисунка, амплитуда отклика давления отдачи резонансно зависит от частоты. Причем максимальная амплитуда находится на частоте, приблизительно равной резонансной из линейной теории.

Иначе ведет себя отклик температуры поверхности. Как показывают расчеты (рис. 2), при глубине модуляции 0,25 и 0,75 явление теплового резонанса сохраняется, однако дальнейший рост глубины модуляции

ведет к его исчезновению, и АЧХ, соответствующая  $d_m=1$  (рис. 2, кривая 3), на резонансной частоте не превышает 0,7 и монотонно убывает во всем рассматриваемом диапазоне частот. Качественное изменение АЧХ температуры поверхности объясняется нелинейными эффектами. Как показывают расчеты, максимальная температура  $u_a$  имеет экстремум на резонансной частоте, т. е. ее изменение происходит согласно линейной теории теплового резонанса. Минимальная температура  $u_i$  изменяется монотонно. На малых частотах ее значение, очевидно, может опускаться примерно до температуры мишени. Затем, когда время полупериода колебания потока энергии станет меньше, чем требуется для «остывания» поверхности, ее минимальная температура будет увеличиваться. Резонансная частота находится на сильно возрастающем участке функции  $u_i(\Omega)$ , таким, что его рост компенсирует резонансный ход функции  $u_a(\Omega)$ . В итоге функция  $u_n(\Omega)$  монотонно убывает, имея лишь меньшую по модулю производную в диапазоне частот, близких к резонансной.

Согласно линейной теории, величина максимума АЧХ зависит от величины модулируемого потока энергии. На рис. 3 (кривая 1) представлена зависимость  $p_{n \text{ макс}}(D_0)$  при  $d_m=0,75$  для разных потоков энергий  $D_0$ . Отсюда следует, что величина максимума растет в диапазоне потоков энергий  $0,015 \leq D_0 \leq 0,31$ . Резонанс есть и при большой амплитуде модуляции, а резонансная частота совпадает с оценкой по линейной теории.

Приложением рассматриваемой теории, кроме соответствия тепловой модели испарению материала мишени под действием концентрированного потока энергии, может быть определение по АЧХ поглощаемого потока. Рассмотрим принцип проведения такого эксперимента. Пусть поток энергии модулируется гармонической составляющей от генератора переменной частоты. В качестве выходного сигнала измеряется давление отдачи на поверхность. Изменяя частоту возмущения, получим семейство функций  $p(\tau)$ , причем  $p(\tau)$  с максимальной амплитудой модуляции соответствует резонансной частоте возмущения. Вычисляя частоту из выражений (6) и (20), легко найти  $u_s$ ,  $V_s$ , а затем с помощью соотношения

$$D=V\left(\Delta u + \frac{\varepsilon}{C\rho T_B}\right) \quad (24)$$

поглощенный поток энергии  $D_0$ . Практически удобнее проводить эксперимент, не изменяя частоты возмущения, а используя зависимость АЧХ от модулируемого потока энергии  $D_0$ . При этом частота  $\Omega$  остается неизменной, а изменяется поток  $D_0$ . По известной зависимости амплитуды отклика от  $\Omega$  легко найти поглощаемый поток энергии. Зависимость  $p_n(D_0)$  для заданных  $\Omega$  и  $d_m$  можно построить по известным АЧХ  $p_n$  для разных потоков энергии. В качестве примера на рис. 3 приведена функция  $p_n(D_0)$  при  $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$ ,  $d_m=0,75$ .

Слабая зависимость  $v$  от температуры поверхности (23) сохраняет явление резонанса при большой амплитуде модуляции. По кривой 1 рис. 1 видно, что  $p_n \approx 1,1$  при малых значениях потока энергии  $D_0$ .

В заключение уместно влияние температурной зависимости поглощательной способности облучаемой поверхности  $A$ . В задаче (8) — (11) полагалось  $A=1$ . В противном случае вместо условия (9) нужно записать

$$kk \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\varepsilon}{C\rho T_B} V - AD.$$

Здесь ограничимся линейной зависимостью  $A(u(0))$  в виде коэффициента перед  $D$  при изменении  $u(0)$  от нуля до трех

$$A=0,25(1+u(0, \tau)).$$

АЧХ для  $d_m=0,75$  приведена на рис. 1 (кривая 7). Видно, что эта зависимость несколько усиливает резонансный эффект. Величина максимума АЧХ становится больше, а функция  $p_n(\Omega)$  вблизи резонанса круче.

**Анализ отклика системы при импульсной модуляции.** На рис. 4 (кривая 1) построен график безразмерного импульса отдачи  $p_n(\Omega)$  для  $D_0=$

$=0,015$ ,  $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$ ,  $d_m=0,75$ . Стационарный режим при  $D=0,015$  дает  $V=3,44 \cdot 10^{-3}$ ;  $u_0=1,35$ , и из выражения для резонансной частоты линейной теории (20) находим  $\Omega_{\text{рез}} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ , т. е. в данном случае  $\Omega_{\text{рез}} \ll \Omega$ . Этим объясняется величина полученного отклика испарительного импульса отдачи. Он не превышает величины импульса отдачи при  $p_0$ , который на графике показан тонкой линией и совпадает с единицей.

Рассмотрим испарение при  $D_0=0,1$ ,  $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$ ,  $d_m=0,75$ . В стационарном режиме при  $D=0,1$   $V=2,15 \cdot 10^{-2}$ ,  $u_0=1,71$  и  $\Omega_{\text{рез}} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ , т. е.  $\Omega \approx \Omega_{\text{рез}}$ . На рис. 4 (кривая 2) показана функция  $p_n(\tau)$ . Здесь в положительном полупериоде отклик  $p_n$  на 15% превосходит отклик давления отдачи в установившемся режиме, а в отрицательном полупериоде на 15% меньше его. Таким образом, при большой амплитуде импульсной модуляции явление теплового резонанса сохраняется, причем отличие  $p_n$  от установившегося режима при глубине модуляции 0,75 существенно и равно  $\sim 15\%$  для рассматриваемых параметров испарения.

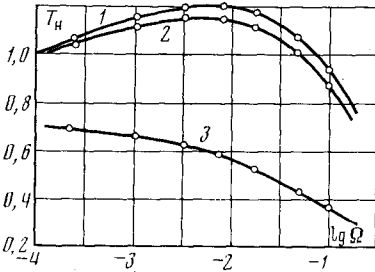


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика температуры поверхности ( $D_0=0,31$ ): 1 -  $d_m=0,25$ ; 2 - 0,75; 3 - 4

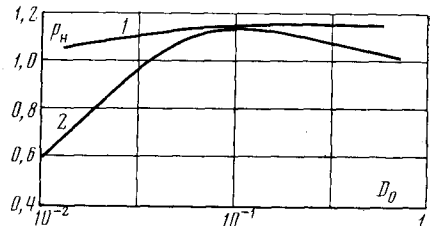


Рис. 3. Максимум амплитудно-частотной характеристики давления отдачи (1) и давление отдачи (2) при  $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$

Рассмотрим режим испарения, при котором частота следования импульсов много меньше резонансной. Пусть  $D_0=0,31$ ;  $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$ ,  $d_m=0,75$ . В стационаре при  $D=0,31$   $\Omega_{\text{рез}} \approx 10^{-2}$ , т. е.  $\Omega_{\text{рез}} \gg \Omega$ . Отклик функции  $p_n$  показан на рис. 4. В положительном полупериоде  $p_n$  в точке максимума на 30% превосходит установившийся режим, а затем асимптотически к нему приближается, практически достигая его к концу полупериода. В отрицательном полупериоде  $p_n$  в точке минимума на 25% меньше установившегося режима и за время полупериода приближается к нему. Это различие в подходе к установившемуся режиму объясняется существенной разницей величины потока энергии в положительном и отрицательном полупериодах импульса.

В [1, 2] тепловому резонансу дается качественное объяснение и указывается, что при этом основную роль играет температурный профиль. В случае глубокой импульсной модуляции это видно из начального участка отклика импульса отдачи, когда температурный профиль изменяется от заданного до постоянной по всему объему мишени величины. На рис. 5 представлены первые два периода испарительного импульса отдачи  $p_n(\tau)$  для  $\tau \geq 0$ . Как видно, первый положительный полупериод характерен тем, что здесь  $p_n$  не превышает единицы, а асимптотически приближается к ней снизу. Эффект теплового резонанса проявляется лишь со второго полупериода, когда установится температурный профиль, характерный для данного режима испарения. Таким образом, можно считать доказанным, что тепловой резонанс возникает из-за изменения температурного профиля при модуляции концентрированного потока энергии и является свойством любого нестационарного испарительного процесса. Его проявление зависит от скорости изменения концентрированного потока энергии.

Существенный практический интерес представляет полная импульсная модуляция потока энергии (модуляция при  $d_m=1$ ), так как этот режим легко получается в экспериментах при пропускании потока энергии через различного рода системы, перекрывающие поток согласно частоте модуляции. На рис. 6 приводится функция нормированного давления отдачи

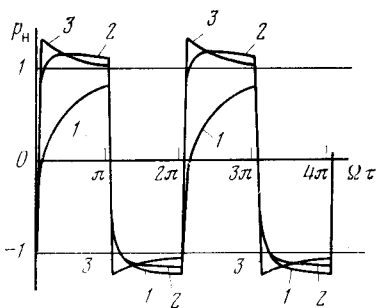


Рис. 4

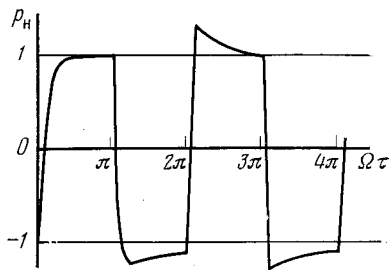


Рис. 5

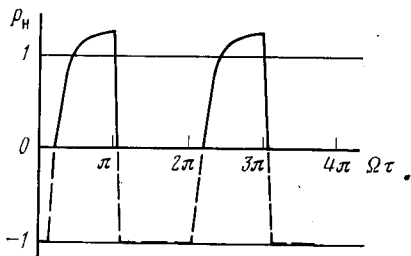


Рис. 6

Рис. 4. Давление отдачи в установившемся режиме ( $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$ ;  $d_m=0,75$ ): 1 -  $D_0=0,015$ ; 2 - 0,1; 3 - 0,31

Рис. 5. Давление отдачи в первые два периода действия потока энергии ( $D_0=0,31$ ;  $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$ ;  $d_m=0,75$ )

Рис. 6. Давление отдачи  $p_n$  для  $p_n > 0$  ( $p_n < 0$  схематично) при  $D_0=0,1$ ;  $d_m=1$ ;  $\Omega=2 \cdot 10^{-3}$

на мишень для давлений, больших давления отдачи испарения при потоке энергии без модуляции. Нижняя часть не показана вследствие сильного искажения графика из-за нормировки существенно нелинейной функции. Рис. 6 показывает, что при полной модуляции потока энергии резонанс сохраняется, и приращение импульса отдачи в положительном полупериоде в рассматриваемом случае на 23% превышает давление установившегося режима.

**Сравнение расчетов теплового резонанса с экспериментом.** Превышение на 15–30% испарительного импульса отдачи на мишень по сравнению с установившимся режимом, очевидно, должно наблюдаться в экспериментах при действии нестационарного потока энергии на поверхность металла. Здесь, конечно, нужно учитывать, что тепловой резонанс в данной работе рассмотрен без учета поглощения потока энергии плазмой, образующейся у поверхности металла. Поэтому сравнение должно проводиться с экспериментами, в которых поток энергии нагревает поверхность металла до температур, не намного превышающих температуру кипения металла, когда поглощением потока плазмой можно пренебречь. Ограничимся некоторыми результатами, полученными при изучении других явлений, которые хорошо объясняются резонансом, так как специальных экспериментов по обнаружению теплового резонанса не поставлено. В [4] описываются эксперименты, в которых изучалось влияние импульсной модуляции потока энергии на ванну расплава. Здесь наблюдался резонансная зависимость величины выплеска металла из ванны расплава от частоты модуляции потока энергии прямоугольными импульсами. В [8] показано, что резонансная частота модуляции достаточно близка к частоте теплового резонанса, рассчитанной по линейной теории. Заметим, что сохранение резонансных свойств в случае глубокой импульсной модуляции указывает на тепловой резонанс как возможную причину эффекта, наблюдаемого в этой работе.

В [3] рассматривается вопрос использования механического модулятора для повышения эффективности размерной обработки металлов излучением ОКГ. Здесь сравниваются глубины отверстий, получающихся при облучении поверхности металла одиночным импульсом длительностью  $t_i \approx 1,5$  мс и серией десяти импульсов по 40 мкс каждый. Энергия излучения, поступающая в зону обработки в случае серии импульсов, равна 2,8 Дж. Глубина отверстия при облучении модулированным импульсом была в два раза больше, чем при облучении одиночным. Можно предпо-



ложить, что в случае модуляции импульс отдачи испарительного давления на поверхность металла в зоне облучения выталкивает металл из ванны расплава, что в итоге приводит к увеличению глубины отверстия. Резонансная зависимость величины импульса отдачи от частоты модуляции приводит к такой же резонансной зависимости глубины отверстия.

Сделаем оценку частоты модуляции и резонансной частоты в рассматриваемом эксперименте:  $\omega \approx 1,25 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Считая диаметр пятна облучения равным диаметру отверстия ( $d \approx 0,5 \text{ мм}$ ), находим

$$I_0 \approx \frac{0,28 \text{ Дж}}{\pi 40 \text{ мкс } 0,25 \text{ мм}^2} \approx 7 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2.$$

Точка на кривой  $I$  (рис. 3), соответствующая  $\omega = 10^5 \text{ Гц}$  и  $I_0 = 10^6 \text{ Вт/см}^2$ , лежит в области резонансного режима модуляции, т. е. условия эксперимента можно считать близкими к резонансным. Можно сделать вывод, что экспериментально полученная оптимизация технологического процесса размерной обработки металла хорошо согласуется с оптимальными условиями, получающимися из теории.

Таким образом, при большой глубине модуляции явление теплового резонанса сохраняется. В точках максимума отклик испарительного давления отдачи на 10–30% превышает давление установившегося режима. Теоретически рассчитанная резонансная частота хорошо согласуется с резонансной частотой экспериментально полученной АЧХ выплеска металла из ванны расплава в зоне облучения поверхности излучением ОКГ [6] и частотой оптимального режима размерной обработки металлов импульсно модулированным излучением ОКГ.

Институт металлургии  
им. А. А. Байкова

Поступила в редакцию  
27.IV.1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. И. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975.
2. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
3. Углов А. А., Орехов М. В., Кокора А. И. Увеличение эффективности размерной обработки излучением ОКГ. — ФХОМ, 1976, № 4, с. 135.
4. Балацкий А. А., Углов А. А., Лобачева Г. Я. Закономерности выплеска жидкой фазы при плавлении металлов излучением ОКГ. — ФХОМ, 1976, № 5, с. 9.
5. Samokhin A. A., Guskov A. P. On the behaviour in radiation — induced vaporization of metals. — Phys. Letters, Amsterdam, 1980, v. 77A, № 5, p. 344.
6. Guskov A. P., Korotchenko A. J., Samokhin A. A. Response of rapidly evaporating liquids to thermal and hydrodynamic perturbations. — M. P. N. Lebedev phys. inst. Preprint N 203, 1979.
7. Коротченко А. И., Самохин А. А. Реакция процесса лазерного испарения вещества на модуляцию интенсивности излучения. — Кр. сообщ. по физике, ФИАН им. П. Н. Лебедева, М., № 8, 1980.
8. Углов А. А., Гуськов А. П. Малое возмущение концентрированного потока энергии на поверхность металла. — ФХОМ, 1981, № 2, с. 16.
9. Бункин Ф. В., Прохоров А. М. Использование лазерного источника энергии для создания реактивной тяги. — УФН, 1976, т. 119, вып. 3, с. 3.
10. Самохин А. А., Успенский А. Б. Испарение вещества под действием лазерного излучения. Препринт ФИАН им. П. Н. Лебедева № 133, М., 1979.
11. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.