

07

© 1990 г.

АНОМАЛИИ В ОТРАЖЕНИИ И ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ КОНЕЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ МЕТАЛЛОВ

А. Н. Долгина, А. А. Ковалев, П. С. Кондратенко, В. М. Финкельберг

Теоретически исследовано изменение пространственно-временных характеристик зеркально отраженной волны при резонансном возбуждении ПЭВ на металлической поверхности периодического профиля лазерным пучком конечной длительности. Обнаружено, что в широком интервале значений длительности воздействия и размеров облучаемой области должны наблюдаться сильные характерные искажения формы отраженного сигнала. Рассчитана поглощательная способность такой поверхности в зависимости от ширины лазерного пучка и длительности импульса.

Введение

Как известно [1], на металлической поверхности периодического профиля плоская монохроматическая волна может резонансным образом возбуждать поверхностную электромагнитную волну (ПЭВ). При определенных условиях возбуждение ПЭВ приводит к полному подавлению зеркально отраженной волны и практически полной диссипации энергии электромагнитного поля в тепло [2, 3]. В последнее время этот эффект вызывает большой интерес, поскольку обнаружено, что под действием мощного лазерного излучения на поверхности металлов образуются периодические структуры, отвечающие условиям резонансного возбуждения ПЭВ [4, 5]. С образованием таких светоиндуцированных структур связывают увеличение поглощательной способности металлических поверхностей в процессе лазерного воздействия.

На эксперименте обычно имеют дело с лазерными пучками конечных размеров и длительности. Вследствие того что такой пучок представляет собой пакет монохроматических волн, на конкретной металлической дифракционной решетке условия резонансного возбуждения ПЭВ могут выполняться лишь для части составляющих пакета. Как показано в работе [6], при длительности лазерного импульса $t_n \ll T$ или поперечном размере пучка $R \ll L$, где T и L — время жизни и длина пробега ПЭВ, указанное выше обстоятельство приводит к тому, что даже при оптимальных для поглощения условиях основная доля падающего излучения зеркальным образом отражается.

В настоящей работе на примере поверхности синусоидального профиля проведено подробное исследование искажения формы отраженного сигнала, а также величины поглощательной способности поверхности металла при изменении в широких пределах пространственно-временных характеристик падающего излучения.

Основные соотношения

Пусть падающий пучок представляет собой пакет, составляющие которого имеют частоты $\Omega = \omega + \Delta\omega$ и волновые векторы $\mathbf{K} = \mathbf{k} + \Delta\mathbf{k}$, близкие к частоте ω и волновому вектору \mathbf{k} несущей волны, так что $|\Delta\omega| \ll \omega$, $|\Delta\mathbf{k}| \ll k = |\mathbf{k}|$. При этом из условий $K = \Omega/c$ и $k = \omega/c$ с точностью до членов, линейных по $\Delta\omega$, следует $\Delta\mathbf{k} = (\Delta\omega/c)(\mathbf{k}/k) + \mathbf{x}$, где c — скорость света в вакууме, $\mathbf{x} \perp \mathbf{k}$. Каждая

из волн, входящих в пучок, состоит из двух компонент, соответствующих двум возможным поляризациям. Направление электрического поля в волне с поляризацией σ ($\sigma = s, p$) задается единичным вектором $e^\sigma(\mathbf{K}) \perp \mathbf{K}$. При наличии отражающей поверхности выбор векторов e^σ перестает быть произвольным. Как обычно, будем считать, что $e^s \sim [\mathbf{nK}]$ перпендикулярен плоскости падения волны, а $e^p \sim [\mathbf{K} [\mathbf{nK}]]$ лежит в этой плоскости. Здесь \mathbf{n} — нормаль к плоскости невозмущенной поверхности металла, направленная внутрь. Поскольку матрица перехода от $e^\sigma(\mathbf{k})$ и $e^\sigma(\mathbf{K})$ отличается от единичной поправками, квадратичными по \mathbf{k} , то будем полагать $e^\sigma(\mathbf{K}) = e^\sigma(\mathbf{k}) = e^\sigma$. Тогда электрическое поле в падающем пучке в точке \mathbf{r} и момент времени t можно представить в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_i \iiint \frac{d\mathbf{x}d\Delta\omega}{(2\pi)^3} f^\sigma(\mathbf{x}, \Delta\omega) e^\sigma \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r} - i\Omega t), \quad (1)$$

где $f^\sigma(\mathbf{x}, \Delta\omega)$ — проекции парциальных амплитуд плоских волн, составляющих пучок.

С другой стороны, тот же самый пучок можно представить в виде $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\Delta\omega t)$, где $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ — медленно меняющаяся в пространстве и времени амплитуда поля. Удобно ввести двумерную пространственную координату $\rho \perp \mathbf{k}$ с компонентами $\rho^\sigma = (\rho e^\sigma)$ и переписать (1) в виде

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_\sigma \iiint \frac{d\mathbf{x}d\Delta\omega}{(2\pi)^3} f^\sigma(\mathbf{x}, \Delta\omega) e^\sigma \exp[i(x^s \rho^s + x^p \rho^p - \Delta\omega t)], \quad (2)$$

где $x^\sigma = (\mathbf{x}e^\sigma)$.

Световой пучок (1), (2) падает на поверхность металла, профиль которой задан соотношением $z = z_* = b \sin \mathbf{g}\mathbf{r}$. Здесь координата z направлена вдоль \mathbf{n} ; b — амплитуда профиля, $b \ll \lambda$, λ — длина волны света с частотой ω ; \mathbf{g} — вектор обратной решетки, лежащий в плоскости невозмущенной поверхности. Электрическое поле дифрагированного в порядке l светового пучка также будем искать в виде разложения по плоским волнам аналогично (1)

$$\mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t) = \sum_i \iiint \frac{d\mathbf{x}d\Delta\omega}{(2\pi)^3} f_l^\sigma(\mathbf{x}, \Delta\omega) e_i^\sigma \exp(i\mathbf{K}_l \mathbf{r} - i\Omega t). \quad (3)$$

Здесь $f_l^\sigma(\mathbf{x}, \Delta\omega)$ — проекции парциальных амплитуд плоских волн, входящих в дифрагированный пучок; выражения для e_i^σ получаются заменой \mathbf{K} на \mathbf{K}_l в соответствующих выражениях для e^σ ; $\mathbf{K}_l = \mathbf{Q}_l - W_l \mathbf{n}$, $\mathbf{Q}_l = \mathbf{Q} + l\mathbf{g}$, \mathbf{Q} — проекция вектора \mathbf{K} на невозмущенную поверхность, $W_l = \sqrt{(\mathbf{K}^2 - \mathbf{Q}^2)/\mathbf{K}^2}$.

Для связи между парциальными амплитудами f_l^σ и f^σ воспользуемся результатами работ [3, 7], в которых получены аналитические выражения, связывающие эти величины, при резонансном возбуждении ПЭВ плоской монохроматической волной на решетке синусоидального профиля. Следует заметить, что если решетка имеет более сложный профиль, то можно использовать результаты работы [8], в которой исследовалась резонансная дифракция плоской волны на решетке произвольного профиля.

Чтобы выяснить особенности резонансной дифракции пучков, ограничимся случаем, когда ПЭВ возбуждаются в первом порядке дифракции. В этом случае интерес представляют амплитуды полей в двух порядках дифракции: в нулевом (зеркальная волна) и в первом (ПЭВ). Согласно [3, 7], в импедансном приближении

$$\begin{aligned} f_0^p &= f^p - \frac{2\varepsilon^2 \cos \varphi (f^p - f^s \cos \theta \operatorname{tg} \varphi)}{\cos \theta (W_1 + \xi \sqrt{a})}, \\ f_0^s &= -f^s - \frac{\varepsilon^2 \sin 2\varphi (f^p - f^s \cos \theta \operatorname{tg} \varphi)}{W_1 + \xi \sqrt{a}}, \\ f_1^p &= \frac{2\varepsilon \cos \varphi (f^p - f^s \cos \theta \operatorname{tg} \varphi)}{W_1 + \xi \sqrt{a}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon = (bg)/2$ — безразмерная амплитуда профиля, $\varepsilon \ll 1$; θ — угол падения; φ — угол между векторами \mathbf{Q} и \mathbf{g} ; $a = 2(1 - \sin \theta \cos \varphi_1)$, φ_1 — угол между векторами \mathbf{Q} и \mathbf{Q}_1 .

$$\zeta = \zeta_1 - i\zeta_2 = \frac{1}{\sqrt{a}} \left[\zeta + \varepsilon^2 (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) \left(\frac{1}{\cos \theta} - \frac{i}{|W_2|} \right) \right],$$

$\zeta = \zeta_1 - i\zeta_2$ — поверхностный импеданс металла.

Из соотношений (3) и (4) для амплитуды поля в зеркально отраженном пучке получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_0^z(\rho_0^s, \rho_0^p, t) = & (-1)^{\delta_{s,\sigma}} \sigma \mathcal{E}^\sigma(\rho_0^s, -\rho_0^p, t) + \\ & + \frac{i-1}{\sqrt{2}} \omega \sum_{\sigma'} \beta^{\sigma\sigma'} \int_0^t dt' F(\omega t') \mathcal{E}^{\sigma'}(\rho_0^s - \alpha^s \omega t', -\rho_0^p + \alpha^p \omega t', t - t'), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\rho_0 \perp \mathbf{k}_p$, $\rho_0^s = (\rho_0 e_0^s)$, \mathbf{k}_0 — волновой вектор зеркально отраженной несущей волны; t — время, отсчитываемое от момента прихода излучения в точку наблюдения; $\delta_{s,\sigma}$ — символ Кронекера;

$$F(x) = e^{ixx^2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi x}} + h e^{hx} [1 + \Phi(h\sqrt{x})] \right\},$$

$w_1 = \frac{1}{\sqrt{a}} W_1(\mathbf{K} = \mathbf{k})$, $h = \frac{i-1}{\sqrt{2}} \zeta$, $\Phi(x)$ — интеграл вероятности,

$$\beta^{pp} = \frac{2\varepsilon^2 \cos^2 \varphi}{\sqrt{a} \cos \theta}, \quad \beta^{ps} = \beta^{sp} = \frac{\varepsilon^2 \sin 2\varphi}{\sqrt{a}}, \quad \beta^{ss} = \frac{2\varepsilon^2 \sin^2 \varphi}{\sqrt{a}},$$

$$\alpha^s = \frac{2 \sin \varphi_\sigma}{k \sqrt{a}}, \quad \alpha^p = \frac{2 \cos \varphi_1 \cos \theta}{k \sqrt{a}}.$$

Большой интерес представляет также интегральный показатель, характеризующий поглощательную способность гофрированной поверхности, $\eta = U_1/U$, где U_1 — энергия, поглощенная металлом; U — энергия электромагнитного поля, падающего на поверхность за время действия лазерного импульса. Величины U и U_1 определяются соотношениями

$$U = \frac{c}{8\pi} \iiint dt d\rho |\mathcal{E}(\rho, t)|^2,$$

$$U_1 = \iiint dt dx dy S(x, y, t), \quad (6)$$

где средняя плотность потока энергии через поверхность металла в импедансном приближении $S = (c\zeta_1/8\pi) |\mathbf{H}_t|^2$ [9], \mathbf{H}_t — тангенциальная составляющая магнитного поля вблизи поверхности металла.

Наибольший интерес представляет ситуация, когда основной вклад в поглощение вносит диссипация энергии, обусловленная возбуждением ПЭВ. В этом случае

$$U_1 = \frac{c\zeta_1}{8\pi} \iiint dx d\Delta \omega |f_{\frac{1}{2}}|^2. \quad (7)$$

Результаты расчетов

Чтобы не усложнять рассмотрение лишними деталями, ограничимся тем случаем, когда падающая волна имеет p -поляризацию, а вектор обратной решетки \mathbf{g} лежит в плоскости падения, определяемой векторами \mathbf{k} и \mathbf{n} . При этом для центрального волнового вектора \mathbf{k} углы φ и φ_1 обращаются в нуль. Количественный расчет на ЭВМ проводился для излучения с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм, падающего на алюминиевую поверхность с $\zeta = 0.003 - i0.008$ [10] под углом $\theta = 30^\circ$. Считалось, что выполнены условия резонансного возбуждения ПЭВ $W_1 = i\zeta_2 \sqrt{a}$ и полного подавления зеркального отражения при воздействии плоской монохроматической волны $\varepsilon^2 = \zeta_1 \cos \theta$ [8].

Особенности отражения светового пучка от металлической дифракционной решетки наиболее ярко проявляются в простейшем случае импульса, огибающая которого имеет прямоугольную форму, т. е. $\mathcal{E}^p(t) = \mathcal{E}_m \Theta(t) \Theta(t_a - t)$, а характерный размер пучка $R \rightarrow \infty$. Здесь $\Theta(x) = 1$ при $x > 0$ и $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$. Для этого случая интеграл (5) берется в явном виде и

$$\mathcal{E}_0^p(t) = \mathcal{E}_m \left\{ \Theta(t) \Theta(t_n - t) + \frac{i-1}{\sqrt{2}} \beta^{pp} [P(\omega t) - P(\omega t_0)] \right\},$$

$$P(x) = -\frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{\zeta_2}{h^2 - i\zeta_2^2} \Phi(\zeta_2 \sqrt{ix}) + \frac{h}{h^2 - i\zeta_2^2} e^{(h^2 - i\zeta_2^2)x} [1 + \Phi(a\sqrt{x})], \quad (8)$$

где $t_0 = \max(0, t - t_n)$.

Зависимость безразмерной интенсивности $J = I_0/I$ от безразмерного времени $\tau = t/T$, рассчитанная по формуле (8), представлена на рис. 1. Здесь $I_0(\tau)$ — интенсивность в зеркально отраженной волне, I — интенсивность излучения в волне падающей, $T^{-1} = 4\omega_{\tau_1}^2 \zeta_2^2$ [6], сплошные линии описывают зависимость $J = J(\tau)$, штриховые линии характеризуют изменение интенсивности излучения в отраженной волне в момент прекращения действия лазерного импульса $\tau_n = t_n/T$, штрихпунктир проходит через точки максимальных значений интенсивности отраженной волны в моменты времени $\tau = \tau_n + 0$. Как видно из рисунка, после окончания действия импульса интенсивность зеркальной волны скачком

переходит к новому значению $I_{00} = I_0(\tau_n + 0)$, причем при $\tau_n \ll 1$ $I_{00} < I_0(\tau_n)$, а при $\tau_n \gg 1$ $I_{00} > I_0(\tau_n)$. Выбросы интенсивности при $\tau_n > 1$ в момент окончания действия прямоугольного импульса связаны с переизлучением энергии, запасенной в ПЭВ. Пока действует падающий импульс,

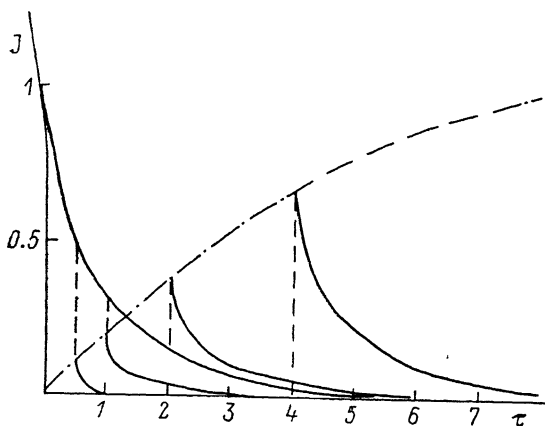


Рис. 1. Зависимость безразмерной интенсивности отраженной волны J от безразмерного времени τ для прямоугольного падающего импульса при четырех значениях его длительности.

происходит интерференция отраженной волны и находящейся с ней в противофазе волны, излученной в процессе распространения ПЭВ, в результате чего отраженная волна гасится. При снятии поля падающей волны обнаруживает свое существование волна, излученная в зеркальном направлении при радиационном затухании ПЭВ. Величина выброса тем больше, чем больше τ_n . При $\tau_n \gg 1$ мгновенная интенсивность отраженной волны сразу после выключения освещения практически равна интенсивности падающей волны.

Интересно отметить, что если увеличивать безразмерную амплитуду профиля ϵ , то мгновенный выброс I_{00} в момент окончания импульса при достаточно больших значениях τ становится больше I . Так, при увеличении ϵ в 1.4 раз предельное значение $I_{00}/I \approx 1.8$. Этот эффект обусловлен уменьшением времени жизни ПЭВ с ростом ϵ .

Нами были проведены также расчеты отраженного сигнала и для импульсов, имеющих более гладкую форму. На рис. 2, а представлена зависимость $J = (I_0(\tau))/I_m$ для случая, когда амплитуда падающего поля меняется по параболическому закону. Интенсивность отраженного сигнала здесь нормирована на величину максимальной интенсивности в падающей волне I_m . Как следует из рисунка, и в этом случае в точке $t = t_n$ имеет место дополнительный максимум в интенсивности отраженного сигнала. Наибольшая величина $I_{00}/I_m = 0.25$ достигается при $t_n = 7.4$. При удалении τ_n от этого значения величина этого максимума уменьшается. На рис. 2, б представлены результаты расчетов для случая гауссовой формы импульса. За длительность импульса здесь принималась ширина линии на уровне интенсивности, равной $I_m/2$. Поскольку такой импульс не имеет выделенного начала, то в этом случае удобнее время t в формуле (5) отсчитывать от момента, соответствующего приходу в точку наблюдения максимума сигнала, отраженного от невозмущенной поверхности. Дополнительный максимум отраженного сигнала наблюдается и здесь. Он имеет более плавную

форму и расположен в области, где интенсивность падающего излучения исчезающе мала. Наибольшая величина $I_{00}/I_m=0.11$ достигается при $\tau_n=3.0$.

В соответствии с формулой (5) все сказанное выше можно перенести на ситуацию, когда $t_n \rightarrow \infty$, а пучок ограничен по координате ρ^p . Тогда рис. 1 и 2, а описывают пространственное распределение интенсивности в зеркально отраженном пучке при замене $\tau \rightarrow (\rho^p + R)/(\omega\alpha^p T)$, где $\omega\alpha^p T = \text{const } L$, $\text{const} \sim 1$, $L=cT$. Для рис. 2, б следует сделать замену $\tau \rightarrow \rho^p/(\omega\alpha^p T)$. Физически это означает, что зеркально отраженный пучок уширяется в направлении распространения ПЭВ и интенсивность в нем на границе пятна имеет локальный максимум.

В качестве более реального примера рассмотрим пучок, временная зависимость

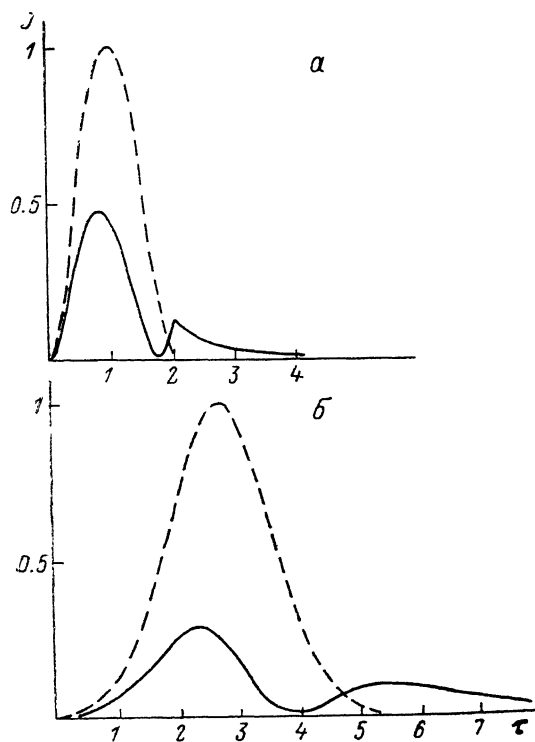


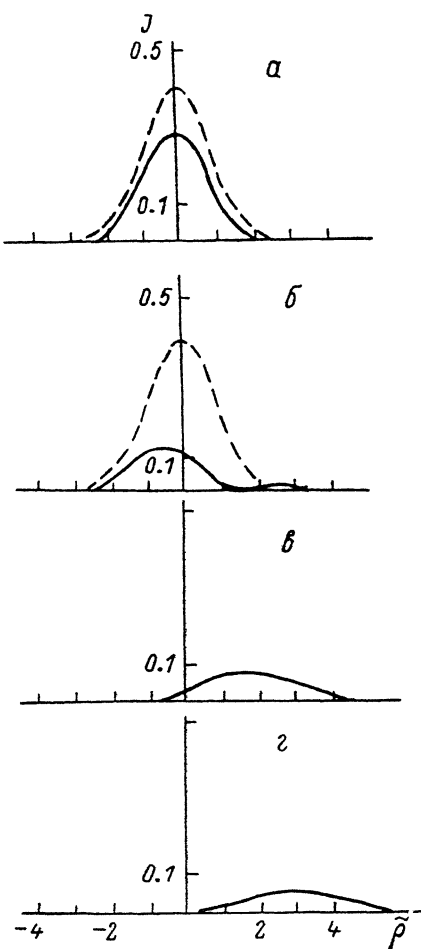
Рис. 2. Зависимость безразмерной интенсивности отраженной волны J от безразмерного времени τ при безразмерной длительности падающего импульса $\tau_n=2$.

Штриховая кривая — безразмерная интенсивность волны, отраженной гладкой поверхностью.

Рис. 3. Зависимость безразмерной интенсивности отраженной волны J от безразмерного расстояния $\tilde{\rho}$ в случае падающего импульса, ограниченного в пространстве и времени, для четырех значений времени наблюдения $\tau' = \tau/\tau_n$.

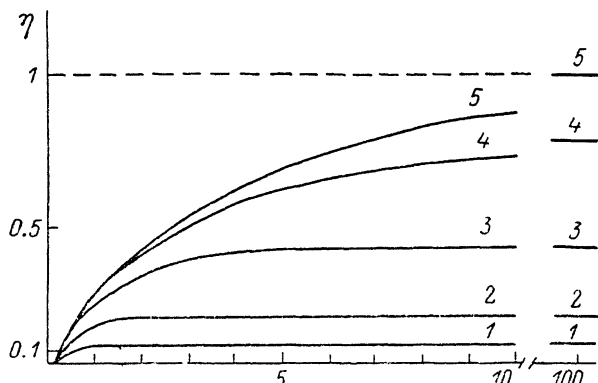
а — 0.2, б — 0.8, в — 1.0, г — 1.2.

которого имеет параболическую форму, а пространственная — гауссову. Его размер $R=2L$ и длительность $t_n=2T$ были выбраны как достаточно характерные, позволяющие продемонстрировать особенности процесса. Поведение отраженной волны для такого пучка представлено на рис. 3: кривые показывают зависимость интенсивности отраженной волны от безразмерного расстояния $\tilde{\rho} = \rho^p/L$ для четырех моментов времени. Для сравнения на том же рисунке нанесены штриховые кривые, относящиеся к импульсу, отраженному гладкой поверхностью. Во время действия падающего импульса в отраженной волне наряду с основным максимумом появляется также и описанный выше дополнительный выброс, перемещающийся в сторону движения ПЭВ. По окончании па-



дающего импульса в отраженной волне остается лишь растянутый основной максимум, обусловленный радиационным затуханием ПЭВ.

Для оценки коэффициента поглощения пучка η воспользуемся формулами (6), (7). Рис. 4 представляет зависимость η от безразмерной ширины пучка $\tilde{R} = R/L$ для нескольких значений безразмерной длительности импульса τ_n . Следует заметить, что поглощение непрерывного излучения в зависимости от ширины пучка для периодической структуры, размер которой ограничен освещенным пятном,



рассматривалось в [11] на основе феноменологической теории в случаях $R \gg L$ и $R \leq L$. Для использованных нами значений параметров $T \approx 2.3 \cdot 10^{-11}$ с, $L \approx 0.7$ см.

Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения пучка η от безразмерной ширины \tilde{R} для нескольких значений безразмерной длительности импульса τ_n .

1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 3.2, 4 — 10, 5 — 100.

Как видно из рисунка, величина η в широком диапазоне зависит от R и τ_n . Это показывает, насколько важен учет влияния конечности пучка во времени и пространстве на характер его поглощения металлической периодической поверхностью. Так, если ширина пучка и длительность импульса превышают длину пробега и время жизни ПЭВ в 10 раз, то значение η достигает всего лишь 0.7.

Следует отметить, что, согласно результатам работы [12], в случае, когда $R \gg L$, и под действием лазерного излучения длительностью $\geq 10^{-8}$ с образуются светоиנדцированные структуры, характерный размер этих структур $\sim 3-4L$. В свете результатов, полученных нами (рис. 4), это означает, что поглощательная способность металлической поверхности, профилированной под действием лазерного излучения, в лучшем случае может достигать величины 50—60 %.

Список литературы

- [1] Electromagnetic Theory of Gratings / Ed. R. V. Petit. Springer Verlag, 1980.
- [2] *Maestre D., Petit R.* // Opt. Commun. 1976. Vol. 17. N 2. P. 196—200.
- [3] *Гандельман Г. М., Кондратенко П. С.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. Вып. 5. С. 246—248.
- [4] *Бонч-Бруевич А. М., Коченгина М. К., Либенсон М. И.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1186—1193.
- [5] *Прохоров А. М., Сычугов В. А., Тищенко А. В., Хакимов А. А.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 16. С. 961—966.
- [6] *Долгина А. Н., Ковалев А. А., Кондратенко П. С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 15. С. 1371—1375.
- [7] *Ковалев А. А., Кондратенко П. С., Левинский Б. Н.* // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 3. С. 742—744.
- [8] *Ковалев А. А., Кондратенко П. С., Левинский Б. Н.* // РИЭ. 1988. Т. 33. № 8. С. 1610—1616.
- [9] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 622 с.
- [10] *Ordal M. A., Long L. L., Bell R. J.* et al. // Appl. Opt. 1983. Vol. 22. N 7. P. 1099—1119.
- [11] *Ursu L., Mihăilescu I. N., Prokhorov A. M.* et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. N 7. P. 2445—2457.
- [12] *Кондратенко П. С., Орлов Ю. Н.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 2. С. 616—624.

Научно-производственное объединение
Всесоюзный научно-исследовательский
институт оптико-физических измерений
Москва

Поступило в Редакцию
15 февраля 1989 г.