

ПРОГИБ ПОВЕРХНОСТИ И САМОФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

А.В.Кач, В.М.Конторович

При прохождении света через границу раздела прозрачных сред нормальная к поверхности компонента импульса электромагнитного поля, как известно, не сохраняется. Это означает, что со стороны поля на поверхность среды действует сила ("световое давление" $p_{\text{СВ}}$). Под действием светового давления ограниченного лазерного пучка свободная поверхность несжимаемой жидкости прогибается, что приводит к изменениям в отраженном и преломленном пучках, в том числе к возможности самофокусировки в линейной среде.

Считая прогиб малым, запишем уравнения движения жидкости, усредненные по периоду поля [1]:

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\Delta p' + \rho g, \quad \text{div } v = 0, \quad (1)$$

и граничные условия на поверхности $z = \zeta(r, t)$, $r = (x, y)$:

$$p'^{\text{II}} - p'^{\text{I}} - \alpha \Delta_{\perp} \zeta = \overline{\Pi_{zz}^{\text{I}}} - \overline{\Pi_{zz}^{\text{II}}} \equiv p_{\text{СВ}}(r, t); \quad v_z = \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $p' = p - \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \frac{\overline{E^2}}{8\pi}$; p , ρ , α , v — давле-

ние, плотность, коэффициент поверхностного натяжения и скорость

жидкости; $\Pi_{ik} = -\frac{1}{4\pi} [\epsilon E_i E_k + H_i H_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} (\epsilon E^2 + H^2)]$ — тензор на-

тяжений Максвелла, черта сверху — знак усреднения по периоду поля.

Так как среде с ббльшим показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ соответствует ббльшая плотность энергии поля, то сила светового давления направлена в сторону среды с меньшей оптической плотностью:

$$p_{\text{СВ}} = -\frac{\epsilon-1}{16\pi} \{ |E_{\circ}^{\text{II}}|^2 + (\epsilon-1) |E_{\circ}^{\text{I}}|^2 \} < 0, \quad 2E = E_{\circ}(r) e^{i(kr - \omega t)} + \text{к.с.} \quad (3)$$

Таким образом к парадоксальному на первый взгляд результату, что при падении пучка из вакуума поверхность жидкости должна прогибаться навстречу пучку. В действительности здесь имеется полная аналогия с увлечением диэлектрика в область наибольшей напряженности поля в статике. (Ср. деформацию пластинки при прохождении через нее пучка (рис. 1, б)). К такому же выводу приводит непосредственный подсчет потока импульса фотонов в падающем, отраженном и преломленном пучке. Любопытно, что результат сохраняется и при $\epsilon \rightarrow \infty$ (идеальное диэлектрическое зеркало)!

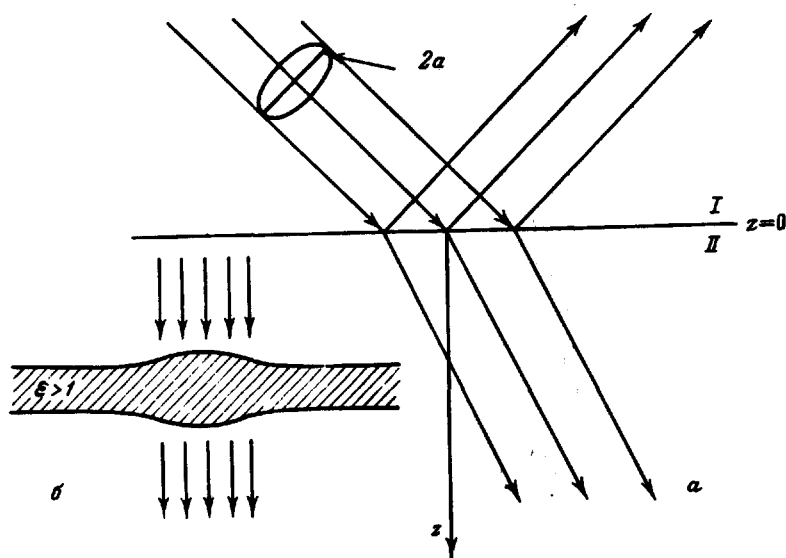


Рис. 1

Из уравнений (1) и (2), получаем уравнение для прогиба:

$$\frac{\partial^2 \zeta(r', t)}{\partial t^2} + \frac{1}{2\pi} \frac{dr}{|r' - r|} \Delta_{\perp} \left(\frac{\alpha}{\rho} \Delta_{\perp} - g \right) \zeta(r, t) = -\frac{1}{2\pi\rho} \int \frac{dr}{|r' - r|} \Delta_{\perp} p_{CB}(r, t). \quad (4)$$

Под действием лазерного импульса, включенного при $t = 0$ поверхность приходит в движение:

$$\zeta(r, t) = \frac{1}{(2\pi)^2 \rho} \int_0^t dr' \int dq e^{-iqr} \frac{q \sin \Omega(q)(t - r')}{\Omega(q)} \int dr'' e^{iqr''} p_{CB}(r'', r'), \quad (5)$$

где $\Omega^2(q) = q(g + \frac{\alpha}{\rho} q^2)$ – закон дисперсии поверхностных волн. Для прямоугольного импульса длительностью Δ при малых временах $t < \Delta$, $t \ll \Omega^{-1}(1/a)$ (a – радиус пучка) прогиб растет квадратично со време-

нем. Если при этом $p_{CB}(r) = -p_0 f(r/a)$, $f(0) = 1$, то:

$$\zeta(r, t < \Delta) = -\frac{p_0 t^2}{2\rho a} \phi(r/a), \quad \phi(0) \sim 1. \quad (6)$$

Профиль прогиба ϕ связан с профилем давления f :

$$\phi(s) = \int_0^\infty (sz) z^2 dz \int_0^\infty (uz) f(u) u du. \quad (7)$$

Например, при $f(u) = (1 + u^2)^{-3/2}$ $\phi(s) = (2 - s^2)(1 - s^2)^{-3/2}$;

$f(u) = e^{-u^2}$ соответствует $\phi(s) = \sqrt{\pi} \Phi(3/2, 1, -s^2)$. Для одномерного случая ($p_{CB} = -p_0 f(x/a)$) получаются аналогичные формулы, например, при $f(u) = (1 + u^2)^{-1}$ $\phi(s) = (1 - s^2)(1 + s^2)^{-2}$, $f(u) = e^{-u^2}$

$\phi(s) = (2/\sqrt{\pi}) \Phi(1, 1/2, -s^2)$. $\Phi(a, \beta, \gamma)$ - вырожденная гипергеометрическая функция. Стационарное значение прогиба также легко найти

из формулы (5). По порядку величины $\zeta_{max}^{стационар} \sim -p_0 (\rho g + a/\sigma^2)^{-1}$. При $E_0^2/8\pi \gg (n+1)\rho\lambda\sigma/(n-1)t^2$, где λ - длина волны, эффекты, связанные

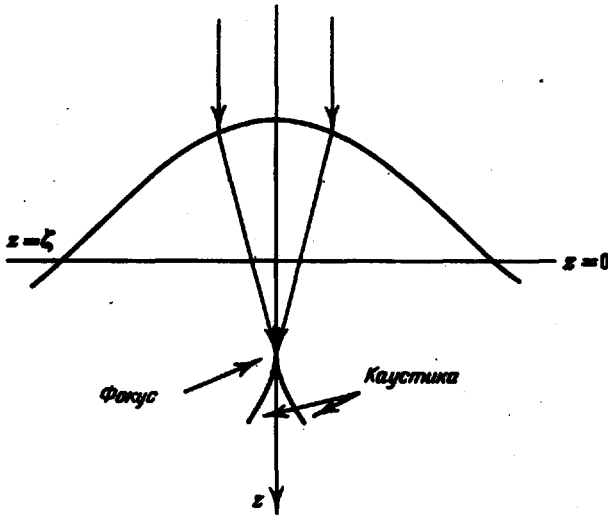


Рис. 2

с прогибом, превышают дифракционные. Зная $\zeta(r, t)$ выражения для полей в отраженном и преломленном пучке в линейной среде можно получить с помощью векторного эквивалента принципа Гюйгенса (см., например, [2]). Соответствующие формулы содержатся в работах [3, 4], где приводятся и дифференциальные характеристики волновых поверхностей (см., например, формулы (4), (5), (10), (13), (17) - (19), П. 19 в [4]), которые в нашем случае зависят от времени, как от параметра.

Прогиб поверхности формирует фокусирующую линзу, так что становится в принципе возможной самофокусировка пучка в линейной среде (рис. 2). Центральная часть преломленного пучка фокусируется на расстоянии $Z_{\phi}(t)$:

$$Z_{\phi}^{-1}(t) = \frac{(n-1)^2}{n(n+1)} \frac{|E_0|^2 t^2}{8\pi} \frac{1}{\rho\sigma^3} \phi''(0), \quad \phi''(s) = \frac{d^2\phi}{ds^2}. \quad (8)$$

Явление носит нестационарный характер, так как прогиб, а вместе с ним и кривизна волнового фронта зависят от времени. В самофокусирующей нелинейной среде искривление волнового фронта пучка на границе, вызванное прогибом, (кривизна $Z_{\phi}^{-1}(t)$ приводит к движению фокального пятна. Расстояние самофокусировки (ср. [5]) $Z(t)$ равно:

$$Z(t) = R_{\text{нл}}^{-1} + Z_{\phi}^{-1}(t), \quad R_{\text{нл}} = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_2 |E_0|^2}}, \quad \epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_2 |E_0|^2. \quad (9)$$

Численные оценки показывают, что описанные эффекты, по-видимому, можно наблюдать в полях современных мощных лазеров. Пусть, например, $\sigma = 0,2 \text{ см}$, $l = 10 \text{ Мвт/см}^2$, $\Delta = 10^{-3} \text{ сек}$ [6]. Тогда при $\rho \sim 1 \text{ т/см}^3$, $n = 1,3$, $\zeta(\Delta) \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $Z_{\phi}(\Delta) = 6 \text{ см}$. При коэффициенте поглощения $\sim 10^{-3} + 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ тепловая дефокусировка согласно [7] приводит к эффектам того же порядка.

Институт радиофизики
и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
24 декабря 1968 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., физматгиз, 1967; Механика сплошных сред, М., физматгиз, 1953.
- [2] Дж. А.Стрэттон. Теория электромагнетизма, М.-Л., ОГИЗ, 1948.
- [3] В.А.Фок. ЖЭТФ, 20, 961, 1950; УФН, 36, 308, 1948.
- [4] И.М.Фукс. Изв. высш.уч.зав., радиофизика, 8, 1078, 1965.
- [5] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. УФН, 93, 19, 1967.
- [6] М.П.Ванюков, В.И.Исаенко, В.В.Любимов и др. Письма в ЖЭТФ, 3, 316, 1966.
- [7] Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 52, 470, 1967.