

Здесь $m[S(\mathbf{u}, \mathbf{q})]$ — функция, зависящая от локальных углов наклона и, вообще говоря, от геометрии задачи. Используя (5) и (6) и полагая, что $r_0 \approx R_0$ и $r \approx R$ в амплитудном множителе ($D/R_0, D/R \ll 1$), а также принимая во внимание, что френелевский коэффициент отражения η является медленно изменяющейся функцией угла и что основной вклад в поле в точке наблюдения дают «блики» (участки поверхности с одинаковыми углами наклона), выражение для рассеянного поля запишем в виде

$$\Psi(P) = -\frac{i\eta}{4\pi RR_0} \int E(\mathbf{u}) e^{-ik(r'_0+r')} m[S(\mathbf{u}, \mathbf{q})] e^{iq_0 S(\mathbf{u})} d^2\mathbf{u}. \quad (7)$$

Формула (7) аналогична выражению для рассеянного поля при дифракции на случайном амплитудно-фазовом экране, если считать, что амплитудные флуктуации экрана описываются функцией $m[S(\mathbf{u}, \mathbf{q})]$, а фазовые — функцией $S(\mathbf{u})$.

Пренебрежение «краевым эффектом», которое обычно делается [2], означает пренебрежение амплитудными флуктуациями экрана. Заметим, что вектор \mathbf{q} в выражении для $m[S(\mathbf{u}, \mathbf{q})]$ можно считать постоянным для точек наблюдения, находящихся на расстоянии порядка радиуса корреляции рассеянного поля (при условии $\lambda/D \ll 1$). При этом функция m зависит только от статистики локальных углов наклона неровной поверхности.

Рассеянное поле $\Psi(P)$ при некоторых достаточно общих предположениях [4] имеет нормальный закон распределения. В этом случае выражение (7) может быть использовано для исследования корреляционных свойств поля интенсивностей, представляющего в ряде задач практический интерес. В частности, пространственно-временная функция корреляции случайного поля интенсивностей $B(\xi, \tau) = \langle I(\mathbf{R}, t) \times I(\mathbf{R} + \xi, t + \tau) \rangle - \langle I(\mathbf{R}, t) \rangle^2$, возникающего при рассеянии волн на движущейся диффузной поверхности, имеет вид

$$B(\xi, \tau) = I^2(P) \left| \int E(\mathbf{u}) E(\mathbf{u} + \mathbf{v}_0\tau) \exp\left\{-\frac{ik\mathbf{u}}{R}(\xi - \mathbf{v}\tau)\right\} d^2\mathbf{u} \right|^2. \quad (8)$$

Здесь $I(P)$ — средняя интенсивность рассеянного поля в точке наблюдения (индикатриса рассеяния, определяемая статистикой рассеивающей поверхности), \mathbf{v}_0 — поперечная скорость диффузной поверхности, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0(1 + R/R_0)$. Выражение (8) справедливо при дополнительном условии $lD/\lambda R \ll 1$, где l — радиус корреляции поверхности. Аналогичное выражение для $B(\xi, \tau)$ было получено ранее [5] для частного случая s -коррелированной поверхности.

Поперечный радиус корреляции $\xi_1 \approx \lambda R/D$ оказывается зависящим от размера освещенной площадки D . Используемые в настоящей работе приближения отличаются от принятых в [3] и во многих случаях соответствуют условиям оптического эксперимента.

Литература

- [1] М. А. Исакович. ЖЭТФ, 23, 305, 1952.
- [2] С. М. Рытов. Введение в статистическую радиофизику, изд. «Наука», М., 1966.
- [3] Ю. А. Кравцов, И. М. Фукс, А. Б. Шмелев. Изв. вузов, радиофизика, 1971.
- [4] P. Beckmann, A. Spizzichina. The scattering of electromagnetic Waves from Rough Surfaces. Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris, 1963.
- [5] В. В. Анисимов, С. М. Козел, Г. Р. Локшин. Опт. и спектр., 27, 483, 1969.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1970 г.

УДК 535.2+621.373 : 535

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КАПЛЕ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРА

В. Н. Пожидаев

Целью работы является оценка возможного поведения капли при воздействии на нее излучения от лазера, генерирующего в режиме модуляции добротности импульсы длительностью в десятки нсек.

Вопрос о воздействии на жидкости, в том числе и воду, сфокусированного излучения твердотельного лазера, работающего в таком режиме, рассматривался в работах [1, 2]. В работе [1] сообщалось о том, что в ряде жидкостей под действием излу-

чения интенсивности $\sim 10^3$ Вт/см² возникают вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) и, кроме того, интенсивная акустическая волна, диэлектрический пробой в жидкости (образование плазмы) и кавитация, т. е. образование и захлопывание полостей в жидкости под действием звука.

Представляет интерес оценить возможность этих эффектов для разрушения одиночной капли с радиусом 3—5 мкм (наивероятнейший размер капель в тумане). Разрушение капли может произойти: а) за счет образования акустической волны волны давления (сжатия), которая может преодолеть силы поверхностного натяжения капли; б) за счет локального нагрева в результате уменьшения амплитуды колебаний этих акустических волн на границе капли, если поверхностное натяжение оказывается сильнее, причем этот механизм нагрева более ощутим, чем нагревание из-за обычного поглощения [3]; в) за счет образования плазмы путем ионизации молекул воды или разрыва молекулярных связей под действием интенсивного светового поля.

Особенность этих эффектов для одиночной капли по сравнению с жидкостью состоит в том, что при дифракции лазерного излучения на капле с размерами, сравнимыми с длиной волны этого излучения, внутри объема капли возможно образование дифракционных максимумов в распределении амплитуды электромагнитного поля. Если на каплю действует излучение, мощность которого равна пороговой мощности ВРМБ для жидкой воды, то для капли мощность этого излучения может быть в некоторых внутренних точках значительно выше пороговой, так как мощность связана с амплитудой квадратичной зависимостью

$$W_0 [\text{Вт/см}^2] = \frac{\{E_0 [\text{В/см}]\}^2}{240\pi}.$$

Такое превышение мощности над пороговой вызовет повышение энергии акустической волны до ее максимального значения, которое определяется соотношением Мэнли—Роу и имеет величину, меньшую чем энергия падающего излучения в

$$\frac{\nu_{\text{ак. воды}}}{\nu_0} = \frac{0.2 \text{ см}^{-1}}{14400 \text{ см}^{-1}} \approx 10^{-5} \text{ раз.}$$

Из-за этих же дифракционных эффектов возможно понижение мощности лазерного излучения, вызывающего диэлектрический пробой в капле по сравнению с мощностью, необходимой для возникновения пробоя в жидкой воде.

Задача нахождения электромагнитного поля внутри капли решается на основании теории Ми, описывающей дифракцию электромагнитной волны на диэлектрической сфере [4, 5].

Каплю воды (сферу) можно считать диэлектрической, так как для излучения твердотельных лазеров с $\lambda = 0.69$ и $\lambda = 1.06$ мкм мнимая часть комплексного показателя преломления воды ничтожна по сравнению с действительной частью.

В результате соответствующих вычислений можно получить выражения для составляющих полей E и H в любой точке внутри сферы (отметим, что нас интересует только поле E).

$$E_r = e^{i\omega t} \cos \varphi \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n (2n+1) c_n \frac{j_n(\rho)}{\rho} P_n^1(\cos \theta),$$

$$E_\theta = e^{i\omega t} \cos \varphi \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left\{ d_n j_n(\rho) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} + i c_n \frac{\psi_n'(\rho)}{\rho} \frac{\partial P_n^1(\cos \theta)}{\partial \theta} \right\},$$

$$E_\varphi = -e^{i\omega t} \sin \varphi \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left\{ d_n j_n(\rho) \frac{\partial P_n^1(\cos \theta)}{\partial \theta} + i c_n \frac{\psi_n'(\rho)}{\rho} \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right\},$$

где

$$c_n = \frac{im}{\psi_n'(y) \zeta_n(x) - m \psi_n(y) \zeta_n'(x)},$$

$$d_n = \frac{im}{m \psi_n'(y) \zeta_n(x) - \psi_n(y) \zeta_n'(x)},$$

r, θ, φ — сферические координаты; $m = \sqrt{\epsilon}$ — показатель преломления воды; $x = ka = \frac{2\pi a}{\lambda}$; a — радиус сферы; λ — длина волны излучения,

$$y = mka, j_n(\rho) = f_n(mkr) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{n+1/2}(\rho), \zeta_n(\rho) = \rho h^{(2)}(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}} H_{n+1/2}^{(2)}(\rho),$$

$$\psi_n(\rho) = \rho j_n(\rho), \psi'_n(\rho) = \frac{\partial \psi_n(\rho)}{\partial \rho}, \zeta'_n(\rho) = \frac{\partial \zeta_n(\rho)}{\partial \rho}.$$

Из соображений симметрии ясно, что максимальной величины поле может достигать в точках, лежащих вдоль диаметра сферы, параллельного направлению распространения падающей электромагнитной волны.

Распределение поля по этому диаметру находится из вышеприведенных выражений при значении $\theta = \pi$ (для «освещенной» части диаметра) и $\theta = 0$ (для «теневого» части диаметра).

Учитывая свойства присоединенных полиномов Лежандра, получим для $\theta = 0$

$$E_r = 0,$$

$$E_\theta = e^{i\omega t} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n (n+1/2)$$

$$\left\{ d_n j_n(\rho) + ic_n \frac{\psi'_n(\rho)}{\rho} \right\},$$

$$E_\varphi = -e^{i\omega t} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n (n+1/2)$$

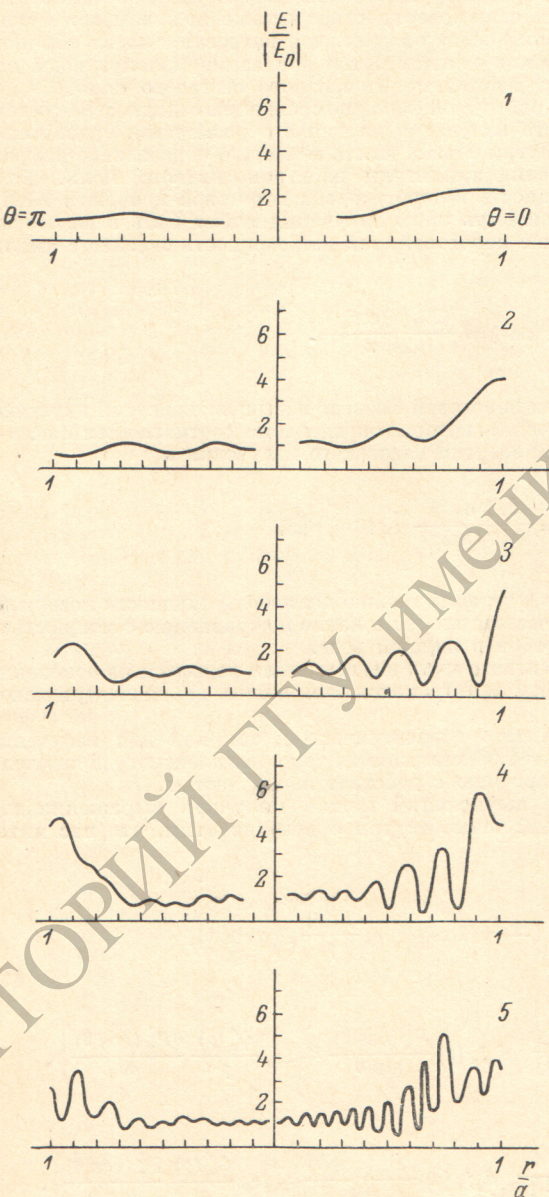
$$\left\{ d_n j_n(\rho) + ic_n \frac{\psi'_n(\rho)}{\rho} \right\}.$$

Для $\theta = \pi$ в этих выражениях надо (i) заменить на $(-i)$.

Результаты вычислений величины $|E|$ для различных значений параметра a/λ , выполненных на БЭСМ, представлены на рисунке. По вертикали отложено отношение $|E/E_0|$, где E_0 — амплитуда падающей волны, в данном случае равная единице. По горизонтали отложено отношение r/a , где r — радиус-вектор точек, лежащих на диаметре.

Из рисунка видно, что с увеличением параметра a/λ растет число максимумов в распределении поля, причем максимальная амплитуда поля внутри превышает амплитуду поля падающей волны в 5 раз. Самые большие максимумы располагаются вблизи поверхности капли [на расстоянии $(0.8 \div 0.9) a$ от центра], причем максимум вблизи «теневого» стороны имеет большую величину.

Итак, за счет дифракционных эффектов возможно снижение мощности излучения, требуемого для образования плазмы вну-



Распределение электромагнитного поля внутри капли воды при значениях параметра a/λ 0.5 (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4) и 5 (5).

три капли по сравнению с этой же мощностью для жидкой воды в 25 раз (при значениях параметра $a/\lambda = 3 \div 5$ и при длине волны падающего излучения 1.06 или 0.69 мкм).

Как следует из [2], пороговая мощность для воды имеет порядок 10^3 Мвт/см². Следовательно, для возбуждения акустических волн необходима мощность лазерного излучения 40 Мвт/см², что вполне достигается даже без фокусировки. Но дело в том, что для создания интенсивной акустической волны необходимо превысить пороговую мощность на два порядка, что потребует мощности лазерного излучения $4 \cdot 10^3$ Мвт/см².

Сжатие мощного импульса во времени (повышение плотности мощности) может, видимо, происходить до значения 10^{-13} сек. При меньших длительностях, сравнимых с периодом световых колебаний, такое решение задачи Ми уже является неверным.

В заключение можно отметить, что если капля разрушается акустической волной, то максимальное нарастание энергии этой волны ожидается в направлении падающего излучения и, таким образом, следует ожидать «выплескивания осколков» с «теневого» стороны капли.

Литература

- [1] R. G. Brewer, K. E. Rieckhoff. Phys. Rev. Lett., 13, 334a, 1964.
- [2] E. Garmire, G. H. Townes. Appl. Phys. Lett., 5, 84, 1964.
- [3] R. Y. Chiao, G. H. Townes, B. P. Stoicheff. Phys. Rev. Lett., 12, 592, 1964.
- [4] Дж. Страттон. Теория электромагнетизма. Гостехиздат, М., 1948.
- [5] Г. Ван-де-Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1970 г.

УДК 535.417.06

МЕТОД УСРЕДНЕНИЯ ПО ВРЕМЕНИ В ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ НЕПЕРИОДИЧЕСКИ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

А. С. Богомолов, Н. Г. Власов и Е. Г. Соловьев

Один из методов голографической интерферометрии — усреднение по времени посредством длительной однократной экспозиции [1] был предложен для исследования вибраций, носящих периодический характер. Рассмотрим применение этого метода для исследования тепловых деформаций, т. е. для случая непериодического движения объекта. Как показано в [1, 2], в общем случае смещения объекта во время экспозиции интенсивность $I(r, t)$ восстановленного изображения при освещении и наблюдении объекта перпендикулярно его поверхности равна

$$I(r) = I_0(r) \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \exp \left[i \frac{4\pi}{\lambda} S(r, t) \right] dt, \quad (1)$$

где $I_0(r)$ — изображение, соответствующее невозмущенному объекту, τ — время экспозиции, $S(r, t)$ — смещение точек объекта. Так, для объекта, каждая точка которого движется в течение экспозиции с постоянной скоростью $V(r)$, (1) принимает вид

$$I(r) = I_0(r) \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \exp \left[i \frac{4\pi}{\lambda} V(r) t \right] dt = I_0(r) \frac{\sin^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda} V(r) \tau \right]}{\left[\frac{2\pi}{\lambda} V(r) \tau \right]^2}. \quad (2)$$

Выражение (2) может быть получено также расчетом или амплитудного пропускания полученной голограммы, или влияния движения на когерентность [3, 4]. Таким образом, методы двойной и однократной экспозиции можно считать взаимно дополняющими друг друга. Первый из них дает величину и распределение смещения точек объекта в результате, например, деформации, а второй — характер изменения этой деформации в течение исследуемого процесса. Для полного анализа изображения, восстановленного однократно экспонированной голограммой, необходимо его фотометрирование, однако из (1) очевидно, что максимальная яркость в восстановленном изображении соответствует несмещенным участкам объекта, для которых $S(r)=0$, что и позволяет определить их визуально. Как известно, расчет интерференционной картины в голографической интерферометрии осложняется тем обстоятельством,