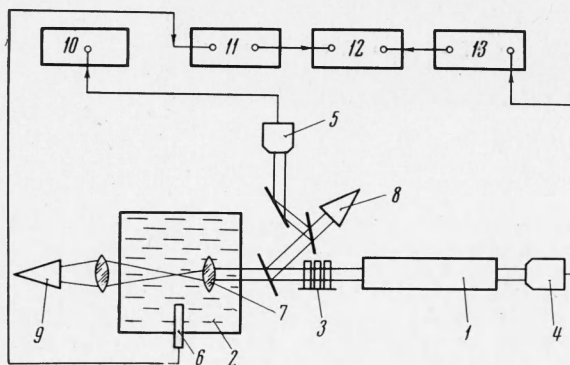


УДАРНАЯ ВОЛНА ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ В ВОДЕ

А. И. Иоффе, Н. А. Мельников, К. А. Наугольных, В. А. Упадышев  
(Москва)

При фокусировке в воде луча лазера, работающего в режиме с модулированной добротностью, так же как и при фокусировке в газе, происходит пробой [1-3]. В фокусе линзы возникает область, заполненная плазмой, которая поглощает энергию излучения и продолжает расширяться после окончания импульса излучения. Подобно взрыву или электрическому разряду оптический пробой сопровождается излучением импульса сжатия (ударной волны); образовавшийся в фокальной области пузырь после пробоя пульсирует.

В данной работе исследовались ударные волны, возникающие при пробое воды, происходившем при фокусировке излучения рубинового лазера, работающего в режиме с модулированной добротностью. Схема эксперимента показана на фиг. 1. Луч лазера 1, пройдя через систему нейтральных фильтров 3, попадал в кювету с водой 2, где фокусировался линзой 7. В кювету вводился датчик<sup>1</sup> давления 6, чувствительная плоская поверхность которого была перпендикулярна направлению распространения волны, возникающей при пробое. Измерители энергии 8 ( $E'$ ) и 9 ( $E''$ ) позволяли измерять энергию луча до кюветы и после его выхода из нее. Одновременно часть излучения лазера отводилась на коаксиальный фотоэлемент 5, сигнал с которого подавался на измеритель временных интервалов 10 (И-2-7) и фотографировался.



Фиг. 1



Фиг. 2 а, б

В работе использовался рубиновый лазер, который обеспечивал импульсы света с энергией до 2 дж и длительностью на полувывоте примерно 20 нсек; фильтры 3 позволяли уменьшать фокусируемую энергию практически до любого значения.

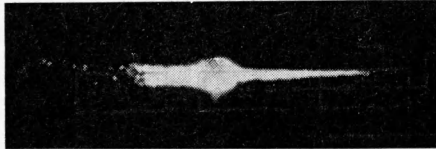
Датчик давления 6 имел полосу пропускания порядка 10 мГц. Полоса пропускания оценивалась, исходя из толщины приемного элемента, которая в нашем случае была равна 0.1 мм. Калибровка датчика производилась с помощью ступенек сжатого воздуха. Импульс напряжения с датчика через предусилитель 11 (С-1-15/1) подавался на двухлучевой осциллограф 12 (ОК-21). Запуск осциллографа ОК-21 осуществлялся с необходимой задержкой импульсом, подаваемым с генератора импульсов 13 (Г-5-3Б), который, в свою очередь, запускался импульсом, подаваемым с фотоэлемента 4. Эта схема позволяла определять время прохождения импульса в воде от точки пробоя до датчика.

Пробой исследовался в отстоявшейся водопроводной воде. Область фокуса фотографировалась, и из полученных фотографий видно, что пробой в воде появлялся при фокусировке импульсов света с энергией, превышающей 0.06 дж. Форма искры, возникающей при пробое, менялась в зависимости от энергии импульса. В качестве примера показаны фотографии искры при различных энергиях 0.13 дж (фиг. 2, а)

<sup>1</sup> Датчик был изготовлен и предоставлен для эксперимента Н. А. Роем, которого авторы искренне благодарят.

и 1.76 дж (фиг. 2,б). Очевидно, что при больших энергиях пробой происходит не только в фокальной области, но и перед ней; при энергиях же в импульсе, меньших 0.2 дж, заметен распад искры на отдельные пятна, что является одним из подтверждений гипотезы о том, что пробой происходит на неоднородностях [4]. Размер пятен порядка сотни микрон. Размеры фокальной области в данном эксперименте определялись в основном расходимостью пучка и составляли  $\varnothing \sim 1$  мм,  $l \sim 10$  мм.

На фиг. 3 показана фотография искры, получившейся при пробое в том случае, когда импульс лазера состоял из двух пичков. Разница в форме искры, полученной в однопичковом и двухпичковом режимах объясняется тем, что свет второго пичка поглощается в разогретой плазме уже на более коротком расстоянии, чем при поглощении первого.

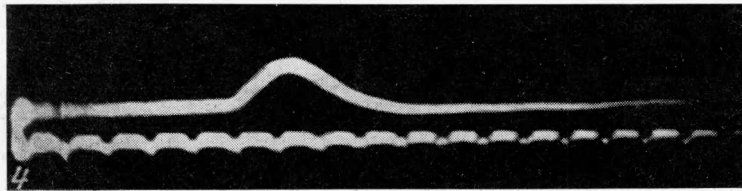


Фиг. 3

Как уже отмечалось, одним из следствий пробоя жидкости является излучение волн сжатия. На фиг. 4 показана типичная осциллограмма давление — время, полученная с помощью датчика давлений (метки времени через 100 нсек). Датчик устанавливался на расстояниях 1.7 ÷ 5.0 см от места пробоя. Длительности регистрируемых импульсов сжатия составляли времена порядка сотен наносекунд и увеличивались с увеличением фокусируемой энергии. Средняя скорость распространения импульсов сжатия на расстояниях порядка нескольких сантиметров во всех исследованных случаях близка к звуковой.

Для примера приведем несколько результатов измерений, полученных при фокусировании лазерного излучения линзой с фокусным расстоянием, равным в воздухе 25 мм. При фокусировании импульса излучения с энергией  $E' \approx 0.6$  дж (поглощается  $E' - E'' \approx 0.4$  дж) импульсы сжатия, зарегистрированные с помощью датчика, имеют амплитудное значение давления  $\Delta p_{\Phi}$  30 и 100 атм на расстояниях 50 и 17 мм соответственно, а при фокусировании  $E' \sim 0.1$  дж (поглощается  $E' - E'' \approx 0.015$  дж) значения  $\Delta p_{\Phi}$  составляют 17 и 45 атм.

Для примера приведем несколько результатов измерений, полученных при фокусировании лазерного излучения линзой с фокусным расстоянием, равным в воздухе 25 мм. При фокусировании импульса излучения с энергией  $E' \approx 0.6$  дж (поглощается  $E' - E'' \approx 0.4$  дж) импульсы сжатия, зарегистрированные с помощью датчика, имеют амплитудное значение давления  $\Delta p_{\Phi}$  30 и 100 атм на расстояниях 50 и 17 мм соответственно, а при фокусировании  $E' \sim 0.1$  дж (поглощается  $E' - E'' \approx 0.015$  дж) значения  $\Delta p_{\Phi}$  составляют 17 и 45 атм.



Фиг. 4

При увеличении фокусируемой энергии импульс становится более размытым (двугорбым), что, вероятно, является следствием слияния импульсов, пришедших от различных участков пробоя.

Большая скорость выделения энергии в окрестности точки, где произошел пробой жидкости, приводит к значительному локальному повышению давления и излучению интенсивной ударной волны.

Для ее приближенного описания естественно использовать известные решения задачи о сильном точечном взрыве. Удобно, в частности, применить приближенную инерционно-термоляционную формулу, полученную в работе [5], переходящую в известное решение для сильного взрыва на малых расстояниях от источника и соответствующую асимптотическим законам затухания ударной волны на больших расстояниях. Формула применима при  $\Delta p_{\Phi} / p_0 > 0.02$ , где  $\Delta p_{\Phi}$  — скачок давления на ударной волне,  $p_0$  — характерное давление в среде. Применительно к жидкости, описываемой уравнением состояния вида

$$p = A \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - B \quad (1)$$

эта формула может быть записана следующим образом:

$$\frac{\Delta p_{\Phi}}{A} = \frac{8}{25} \frac{n}{n+1} \left\{ 0.611 \left[ \left( 1 + 0.16 \frac{nA}{E} r_{\Phi}^3 \right)^{1/5} - 1 \right] \right\}^{-1} \quad (2)$$

где  $E$  — энергия, выделившаяся при взрыве,  $r_{\Phi}$  — радиус фронта ударной волны,  $A = 3001 \text{ атм}$ ,  $B = 3000 \text{ атм}$ ,  $n = 7$  для воды.

Оценка по этой формуле показывает, что при выделении  $0.6 \text{ дж}$  на расстоянии  $1.7 \text{ см}$  от точки взрыва образуется ударная волна со скачком давления  $\Delta p_{\Phi} = 150 \text{ атм}$ , что согласуется по порядку величины с приведенным выше экспериментальным результатом.

Лучшее согласие теоретических и экспериментальных данных получается для случая, исследованного в работе [2], где измерялась амплитуда ударной волны на расстоянии  $0.3 \text{ см}$  от пробоя при выделении энергии  $E \sim 0.1 \text{ дж}$ . По данным измерений  $\Delta p_{\Phi} \approx 500 \text{ атм}$ , оценка по формуле (2) дает  $\Delta p_{\Phi} \approx 550 \text{ атм}$ .

Авторы благодарят Н. Ф. Пилипецкого и Ю. П. Райзера за внимание и интерес к работе, а также Ю. А. Сидорина за помощь при проведении эксперимента.

Поступила 29 V 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П. Луч оптического квантового генератора в жидкости. ЖЭТФ, 1963, т. 44, вып. 6, стр. 2180—2182.
2. Carome E. F., Moeller C. E., Clark N. A. Intense ruby laser — induced acoustic impulses in liquids. J. Acoust. Soc. America, 1966, vol. 40, No. 6, p. 1462.
3. Bell C. E., Landt J. A. Laser-induced high-pressure shock waves in water. Appl. Phys. Letters, 1967, vol. 10, No. 2.
4. Carome E. F., Carriera E. M., Prochaska C. J. Photographic studies of laser induced pressure impulses in liquids. Appl. Phys. Letters, 1967, vol. 11, No. 2, p. 64.
5. Jones D. L. Intermediate strength blast wave. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 8, p. 1664.

#### УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. М. Сагалаков, В. Н. Штерн

(Новосибирск)

В рамках линейной теории исследуется устойчивость плоскопараллельных течений вязкой электропроводящей жидкости в поперечном магнитном поле. Магнитные числа Рейнольдса считаются малыми. Получены зависимости критического числа Рейнольдса от числа Гартмана во всем диапазоне изменения последнего. Детально изучен спектр малых возмущений на примере течения Гартмана. Построены нейтральные кривые для симметричных и антисимметричных возмущений. Исследовано дестабилизирующее влияние магнитного поля в случае модифицированного течения Куэтта. Полученные результаты согласуются с расчетами Локка и Какутани (там где они пересекаются) и расходятся с результатами К. Б. Павлова.

1. Рассматривается стационарное течение вязкой несжимаемой электропроводящей жидкости между параллельными пластинами в поперечном магнитном поле. Магнитные числа Рейнольдса предполагаются малыми. Уравнение для амплитуды функции тока возмущения  $\varphi(y)$  имеет вид [1,2]

$$\varphi^{IV} - 2\alpha^2\varphi'' + \alpha^4\varphi = i\alpha R [(u - c)(\varphi'' - \alpha^2\varphi) - u''\varphi] + G^2\varphi \quad (1.1)$$

$$-1 \leq y \leq 1$$

с граничными условиями

$$\varphi(\pm 1) = \varphi'(\pm 1) = 0 \quad (1.2)$$

Здесь  $\alpha$  — волновое число,  $u$  — профиль скорости,  $R$  — число Рейнольдса,  $G$  — число Гартмана,  $c = X + iY$  — комплексная фазовая скорость возмущения, собственное значение задачи. Значение  $Y < 0$  соответствует затуханию возмущения, значение  $Y > 0$  — росту. В качестве единицы длины выбирается полуширина канала, за единицу скорости принимается максимальная скорость потока для течения Гартмана