

излучения $\lambda=248$ нм. Кроме того, выяснение этого вопроса связано с задачей определения оптимальной (с точки зрения минимальных потерь) длительности лазерного импульса.

Результаты настоящей работы показывают, что рост поглощения УФ излучения в кварцевых световодах с ростом частоты следования лазерных импульсов ограничивает возможность увеличения средней мощности, передаваемой по волокну.

Л и т е р а т у р а

- [1] Артюшенко В.Г., Белоярцев Д.Ф., Бубнов М.М., Букреев В.С., Вартапетов С.К., Дианов Е.М., Конов В.И., Кузин М.И., Пашинин В.П., Покровский А.В., Прохоров А.М., Саргин М.Е., Силенок А.С., Скуба Н.Д. - Препринт ИОФАН № 187. М.: ИОФАН, 1987. 48 с.
- [2] P i n i R., S a l i m b e n i R., V a n n i n i M. - Appl. Opt., 1987, v. 26, No 19, p. 4185-418
- [3] Силинь А.Р. Автореферат докторской диссертации. Рига, 1983.
- [4] M ü l l e r G., K a r H., D o r s c h e l K., R i n g e l h a n H. - Proc. SPIE, Optical Fibers in Medicine III, 1988, v. 906, p. 39.
- [5] G r i s s o m D.L. - Proc. XXXII Frequency Symp., N 4, 1979, p. 98-109.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
27 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

МАХОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ КОНИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

А.Ю. Логвинов, А.Л. Мисоночников,
Б.В. Румянцев

1. Нерегулярное (маховское) отражение конических сходящихся ударных волн (УВ) является одним из видов взаимодействия косых УВ и представляет значительный практический интерес для физики высоких давлений, т.к. с его помощью достигают давлений порядка единиц ТПа [1, 2]. Уже достигнуты определенные успехи в понимании физики этого процесса для плоских УВ [3].

Целью настоящей работы было численное моделирование маховского отражения при схождении конических УВ в металле и выбор локальных теорий, описывающих окрестность тройной точки.

2. Численное моделирование сложения УВ в коническом образце было выполнено с использованием конечно-разностной лагранжевой схемы „крест“, аппроксимирующей двумерные, нестационарные уравнения гидродинамики на треугольной сетке [4]. УВ в медном конусе создавались одновременным ударом конического лайнера из меди по всей боковой поверхности конуса. Скорость лайнера ω в момент соударения задавалась равной 1.6, 3.25, 5.0 км/с, что обеспечивало начальную интенсивность конических УВ 37, 90, 170 ТПа. Угол полураствора конуса φ_0 изменялся от 15 до 60°. Толщина лайнера составляла 0.25 диаметра основания конуса. Для расчетов использовалось уравнение состояния меди из [5]. Для выделения положений фронтов УВ, как и в [3], использовался дифференциальный анализатор.

На рис. 1, а для конуса с углом полураствора $\varphi_0 = 20^\circ$ и скорости лайнера $\omega = 5$ км/с показаны положения фронтов УВ, определенные для трех моментов времени (1 - 0.4 мкс, 2 - 0.7, 3 - 1.0 мкс) в автономных переменных $\xi = y/t, \eta = x/t$, где x, y - эйлеровы координаты точек фронтов, t - время. Вследствие автономности процесса положения фронтов в координатах ξ - η не зависят от времени, т.е. можно выделить падающую i , отраженную r и маховскую m ударные волны. Очевидно, что полуугол развития тройной конфигурации равен

$$\chi = \arctg\left(\frac{\xi_T}{\eta_T}\right) = 2.5^\circ,$$

где ξ_T, η_T - координаты тройной точки. Аналогично на рис. 2, а представлены результаты нерегулярного отражения конической УВ

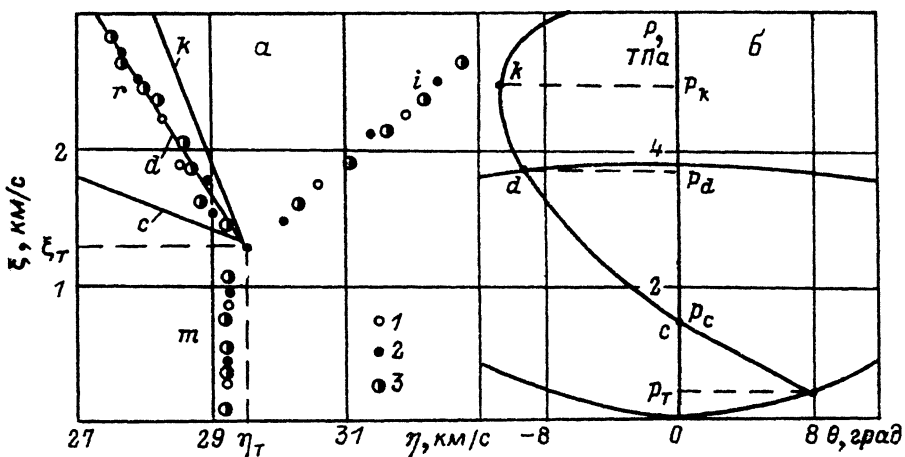


Рис. 1. Положения фронтов УВ (а) для различных моментов времени (1 - 0.4 мкс, 2 - 0.7 мкс, 3 - 1.0 мкс) и графики ударных поляр (б) для варианта $\varphi_0 = 20^\circ$ и $\omega = 5$ км/с.

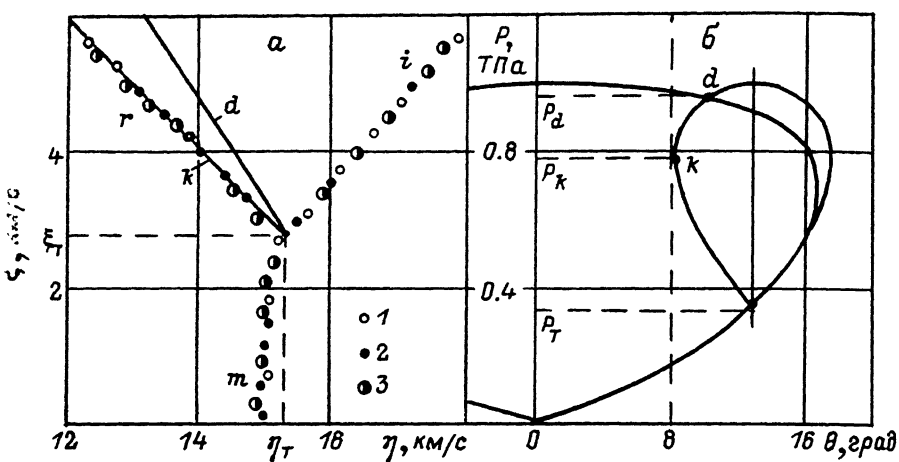


Рис. 2. Положения фронтов УВ (а) для различных моментов времени (1 - 0,9 мкс, 2 - 1,2 мкс, 3 - 1,5 мкс) и графики ударных поляр (б) для варианта $\varphi_0 = 45^\circ$ и $\omega = 5$ км/с.

в медном конусе с $\varphi_0 = 45^\circ$ и $\omega = 5$ км/с (1 - 0,9 мкс, 2 - 1,2, 3 - 1,5 мкс), $\chi = 10,2^\circ$.

3. Для интерпретации полученных результатов воспользуемся методом ударных поляр [3], позволяющим рассмотреть течение в окрестности тройной точки. Основным параметр этого метода - угол втекания потока во фронт УВ i - определяется как $\varphi_T - \chi$, где φ_T - угол наклона фронта конической УВ к оси в тройной точке. Поскольку по мере схождения конической УВ к оси симметрии ее интенсивность и угол наклона увеличиваются, то $\varphi_T \neq \varphi_0$. Величина φ_T определяется значением производной траектории фронта i в тройной точке:

$$\operatorname{tg} \varphi_T = \left(\frac{d\xi_i}{d\eta_i} \right)_{\eta = \eta_T}$$

В проведенных расчетах разница между φ_T и φ_0 в среднем была $3-4^\circ$. Аналогично угол β_T наклона отраженной УВ r к оси симметрии в тройной точке определялся как

$$\operatorname{tg} \beta_T = - \left(\frac{d\xi_r}{d\eta_r} \right)_{\eta = \eta_T}$$

Зная величины η_T , φ_T , χ , можно в координатах $P-\theta$ (давление - отклонение потока за фронтом УВ) построить ударные поляры для УВ i , r , m . На рис. 1, б и 2, б представлены графики ударных поляр для указанных выше вариантов расчета. Падающей УВ соответствует поляра i , отраженной - r , поляра маховской УВ m совпадает с полярой i . Поляра r построена из состояния за фронтом

УВ i , скорость которой в окрестности тройной точки равна γ_T ($\sin \varphi_T - \tan \chi \cdot \cos \varphi_T$), а давление — p_T .

4. Трехударной теории с одним контактным разрывом (ТТКР), согласно которой течение за отраженной УВ r отделено от течения за маховской УВ m контактным разрывом [6], на графиках $p-\theta$ соответствует точка d пересечения поляр r и $i(m)$. В рамках другой локальной теории — со следом за тройной точкой (ТТС) — предполагается максимальным отклонение потока проходящего через фронт отраженной УВ r [7]: $(d\theta/dp)=0$. На графиках $p-\theta$ этому решению соответствует точка k на поляре r . Давление за отраженной УВ в этих случаях p_d или p_k . Как видно из рис. 1 и 2, для варианта с $\varphi_0=20^\circ$ наклон фронта отраженной УВ к оси соответствует пересечению поляр, т.е. ТТКР, а для варианта с $\varphi_0=45^\circ$ ТТС. Причем в первом случае имеется еще одно решение — пересечение полярой r оси ординат $\theta=0$, что для плоских волн означает регулярное отражение, которое не наблюдается при отражении сходящихся конических УВ [1]. Анализ результатов численного моделирования показывает, что если поляры r и $i(m)$ пересекаются, то в зависимости от соотношения p_d и p_k наклон фронта отраженной УВ будет соответствовать различным локальным теориям: при $p_d > p_k$ выбирается решение, соответствующее ТТС, при $p_d < p_k$ — ТТКР. Если же пересечения поляр r и $i(m)$ нет, либо эти поляры пересекаются только правыми ветвями, выбираются решения, соответствующие ТТС.

Вывод. В зависимости от начальных параметров конических УВ течение в окрестности тройной точки может быть описано либо трехударной теорией с одним контактным разрывом, либо трехударной теорией со следом за тройной точкой. Конкретное же решение отбирается по минимуму значения давления за фронтом отраженной УВ.

Л и т е р а т у р а

- [1] Базанов О.В., Беспалов В.Е. и др. — Теплофизика высоких температур, 1985, т. 23, № 5, с. 976–982.
- [2] D e r e n t o w i c z H., F r u c z e k M. et al. — In: High Pressure Science and Technology. Ed. Vodar B. et al. Pergamon Press, 1980, v. 2, p. 1003–1008.
- [3] Логвенов А.Ю., Мисоночников А.Л., Румянцев Б.В. — Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 6, с. 321–325.
- [4] Анучина Н.Н., Бабенко К.И. и др. Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики. М.: Наука, 1979. 295 с.
- [5] Орленко Л.П., Колпаков В.И., Бабкин А.В. — В кн.: Труды МВТУ, № 358. Вопросы физики взрыва и удара, вып. 3. М.: МВТУ, 1981, с. 43–54.

- [6] Нестационарное взаимодействие ударных и детонационных волн в газах / Под ред. Коробейникова В.П. М.: 1986. 205 с.
- [7] Заславский Б.И., Сафаров Р.А. - ПМТФ, 1973, № 5, с. 26-33.

Поступило в Редакцию
22 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16 26 августа 1988 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ
С ФРОНТОМ МЕНЕЕ 10 ПИКОСЕКУНД С ПОМОЩЬЮ
ОПТОЭЛЕКТРОННОГО КЛЮЧА,
УПРАВЛЯЕМОГО ИНЖЕКЦИОННЫМ ЛАЗЕРОМ

П.П. Васильев, И.С. Голдобин,
А.А. Диджюлис, М.И. Ефимчик,
С.В. Ефремов, Б.И. Левитас,
А.Б. Сергеев, Е.В. Шатковский

Оптоэлектронные ключи, управляемые ультракороткими лазерными импульсами, открыли новые возможности в совершенствовании параметров сверхкоротких электрических импульсов и в их применении в физических исследованиях [1-2]. Для управления оптоэлектронными ключами обычно используются импульсы излучения лазеров на красителях или твердотельных лазеров, работающих в режиме синхронизации мод. Эти лазеры, как известно, отличаются значительными габаритами и энергопотреблением, что препятствует применению подобных установок за пределами лабораторий. В то же время существует необходимость в сверхкоротких электрических импульсах и для более широких применений. В практическом плане наиболее удобными управляющими элементами представляются полупроводниковые инжекционные лазеры. Как известно, эти лазеры могут излучать импульсы с длительностью пиков в фемтосекундном диапазоне [3]. Однако для осуществления оптоэлектронного переключения необходима энергия импульса порядка сотни пикоджоулей. Поэтому до настоящего времени в управлении оптоэлектронными ключами могли быть использованы импульсы инжекционных лазеров с длительностью в 50-100 пс. Соответственно, длительность сформированных электрических импульсов была также порядка 100-50 пс [4, 5].

В данной работе осуществлено формирование электрических импульсов оптоэлектронным ключом, управляемым импульсами излучения 3 компонентного инжекционного лазера на основе Ga-Al-As, работающего в режиме модифицированной модуляции добротности [6]. Длина волны лазерного излучения 0,83 мкм, длительность импульсов 5 пс, энергия в импульсе 50 пДж, частота следования