

- [3] Буфетов И.А., Федоров В.Б., Фомин В.К. // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. С. 18-29.
- [4] Лосева Т.В., Немчинов И.В. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 1373-1378.

Поступило в Редакцию
30 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.

03

ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ГАЗОНАПОЛНЕННЫМ МЫЛЬНЫМ ПУЗЫРЕМ

Э.М. Бархударов, М.О. Мдивнишвили,
И.В. Соколов, М.И. Тактакишвили

Взаимодействие ударных волн (УВ) с пространственной неоднородностью среды изучалось неоднократно. Несимметричное захлопывание газового пузырька в воде под действием УВ исследовалось в [1], различные акустические эффекты в жидкостно-паровых (пузырьковых) средах рассматриваются в [2].

Взаимодействие УВ в газе 1 со сферической полостью, заполненной другим газом 2, который имеет такое же давление, но иную плотность вследствие различных молекулярных масс, исследовалось в [3-5]. Аналогичный эффект имеет место, если газы 1 и 2 имеют неодинаковую плотность из-за разницы температур между ними. Взаимодействие УВ с „огненным шаром“ лазерной искры экспериментально исследовалось в [6, 7].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие УВ в воздухе (число Маха $M = 1.1-1.2$) с мыльным пузырьком, наполненным гелием (также воздухом, ксеноном).

Схема эксперимента такова. Источником УВ является искровой разряд в воздухе с энергией порядка 100 Дж. Диаметр мыльного пузыря $d \approx 3.5$ см. Расстояние от искры до центра пузырька - 4-6 см. Толщина пленки $\alpha \approx 1$ мкм. Картина взаимодействия УВ с пузырьком фиксировалась на тенеграммах (рис. 1,а и рис. 2). Эволюцию мыльной пленки можно было наблюдать и в рассеянном свете (рис. 1,б). Время экспозиции в обоих случаях равнялось 25 нс.

Прежде всего обращает на себя внимание эффект „разбухания“ пленки после прохождения УВ. Этот процесс наблюдается и при прохождении УВ через расположенную в воздухе плоскую мыльную пленку. Полученные фотографии в этом случае свидетельствуют об образовании „брызговой пелены“, движущейся в ту же сторону, что и фронт УВ со скоростью ≈ 50 м/с.

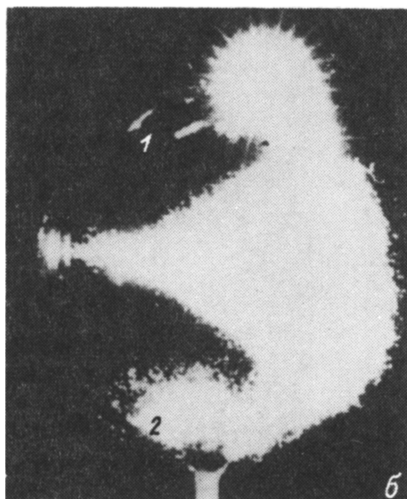
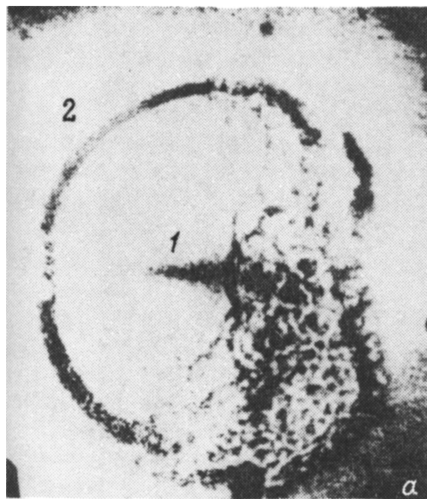


Рис. 1. а - тенеграмма кумулятивной струи, $\tau = 600$ мкс; б - фотография кумулятивной струи в рассеянном свете, $\tau = 600$ мкс (τ - время после срабатывания искрового источника УВ). 1 - кумулятивная струя, 2 - оболочка пузыря.

Расчет движения пленки легко осуществляется в предположении, что фронт УВ и пленка - плоские, интенсивность УВ мала, движение вдоль поперечной координаты - одномерное. Считаем, что падающая УВ является звуковым треугольным импульсом

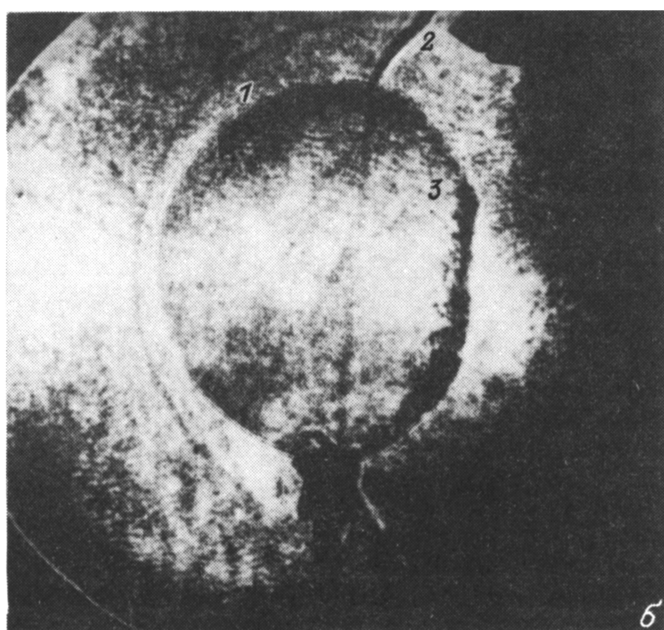
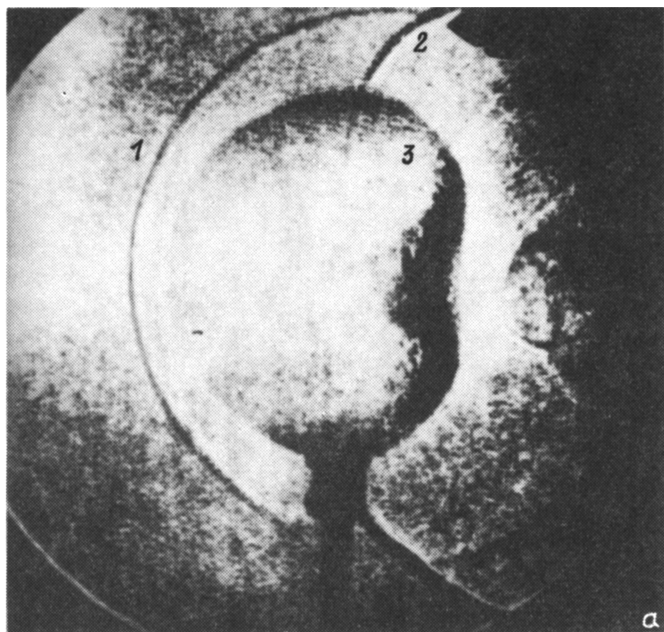
$$\mathcal{S}P = \frac{x - c_1 t}{L} \mathcal{S}P_0, \quad c < x - c_1 t < L. \quad (1)$$

Здесь и далее ρ_1, c_1 и ρ_2, c_2 - плотность и скорость звука слева и справа от пленки, $\mathcal{S}P_0$ - скачок давления в УВ, $\mathcal{S}P(x, t)$ - избыточное давление в течении за фронтом УВ, L - длина импульса, t - время. Если форма пленки не нарушается (остается плоской), то пленка начинает двигаться со скоростью u , избыточное давление слева равно $2\mathcal{S}P|_{x=L} - \rho_1 c_1 u$, справа - $\rho_2 c_2 u$, уравнение движения пленки:

$$\rho_2 \frac{du}{dt} = 2\mathcal{S}P|_{x=L} - (\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2) u \quad (2)$$

(координата пленки $x = L$ мало изменяется за время импульса). Решение (2) есть

$$u = \frac{2\mathcal{S}P_0}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} e^{-\xi} \left\{ (1 + \varepsilon - \varepsilon \xi) e^{\xi} - (1 + \varepsilon) \right\}, \quad 0 < \xi < \varepsilon^{-1}, \quad (3)$$



где

$$\xi = \frac{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}{\rho a} \cdot t, \quad \varepsilon = \frac{c_1 \rho a}{L(\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2)}. \quad (4)$$

В условиях эксперимента $\varepsilon \sim 10^{-2} \ll 1$. Функция (3) начинает возрастать от нуля, достигает максимального значения

$$u_{\max} = \frac{2SP_0}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \approx \left\{ \frac{M-1}{0.1} \right\} \cdot 100 \cdot \frac{\rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad (5)$$

при $\xi = \xi_{\max} = \ln(1 + \varepsilon^{-1})$, и затем убывает. При $\xi \rightarrow \infty, u \rightarrow 0$.

При ускоренном движении одна из поверхностей пленки подвержена гидродинамической неустойчивости Рэлея-Тейлора [8]. Результатом замедления пленки при $\xi > \xi_{\max}$ является срыв с нее капля со скоростью $\approx u_{\max}$. По-видимому, в данном случае развитие неустойчивости приводит к полному разрушению пленки.

Оценка (5) для скорости капля ($u_{\max} = 50$ м/с) согласуется с приведенными выше экспериментальными значениями. Из нее

видно также, что u_{\max} зависит от отношения $\frac{\rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}$, по-

этому скорость капля для случая, когда пленка разделяет воздух и гелий, в 1.8 раза больше, чем для границы воздух-воздух и в 2.7 раза больше, чем для границы воздух-ксенон. Отметим, что в случае прохождения УВ через пузырь, наполненный ксеноном, наблюдается фокусировка УВ. Это приводит к выдуванию части поверхности, через которую выходит УВ.

Отличительной чертой взаимодействия УВ со сферической оболочкой наполненного гелием пузырька является образование состоящей из капель кумулятивной струи. Скорость струи равна 90 м/с. Картина формирования металлической кумулятивной струи при сжатии полусферической оболочки детонационной волной [9] весьма сходна с представленной на рис. 1.

Начальная скорость струи удовлетворяет оценке (3). Отметим, что и в [9] скорость кумулятивной струи, образующейся при сжатии полусферической оболочки, близка к характерной радиальной скорости облицовки - в отличие от случая конической оболочки. Локальное давление, которое развивается при ударе капля струи о твердую преграду,

$$p \approx \rho \frac{u_{\max}^2}{2} \approx 40 \text{ атм}, \quad (6)$$

Рис. 2. Картина прохождения УВ через мыльный пузырь, заполненный гелием. а - $M = 1.1$, $\tau = 110$ мкс; б - $M = 1.2$, $\tau = 80$ мкс. 1 - фронт прошедшей через пузырь УВ, 2 - фронт распространяющейся в окружающем воздухе УВ, 3 - оболочка пузыря.

в то время как избыточное давление на фронте УВ с $M = 1.1$ составляет всего 0,2 атм. Таким образом, в кумулятивной струе может возникать 100-кратное увеличение локального давления.

В настоящее время представляется возможным создание ударных волн в плотном (до 50 атм) газе со скоростями до $2 \cdot 10^7$ см/с. Воспроизведение геометрии настоящего эксперимента с использованием тонкой полусферической металлической оболочки, возможно, позволит получить струю металлических частиц со скоростями до $(2-3) \cdot 10^7$ см/с, что представляет значительный практический интерес.

В заключение обратим внимание на то, что на рис. 2 хорошо видна прошедшая через пузырек с гелием УВ. В то же время в случае прохождения УВ через „огненный шар” (ОШ) лазерной искры, который с точки зрения динамики идеального газа в значительной степени эквивалентен гелиевому шару, фронт УВ, прошедшей через ОШ при числах Маха 1.1-1.4, зафиксировать не удалось [6, 7]. Отметим, что отношение температур в ОШ и окружающем воздухе было примерно таким же, что и отношение молярных масс гелия и воздуха. Полученный результат еще раз свидетельствует о том, что наблюдаемое ослабление УВ при прохождении через ОШ лазерной искры нельзя объяснить только рефракцией без привлечения диссипативных механизмов.

Авторы приносят благодарность Н.Л. Цинцадзе за поддержку работы, а также Г.А. Аскарьяну и С.В. Буланову за полезное обсуждение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кедринский В.К., Солоухин Р.И. // ПМТФ. 1961. № 1. С. 27-29.
- [2] Акуличев В.А., Алексеев В.А., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 154 с.
- [3] Evans M.W., Harlow F.H., Hainner E.D. // Phys. Fluids. 1962. V. 5. P. 651-656.
- [4] Haas J., Sturtevant B. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. N 9. P. 2772.
- [5] Андрущенко В.А., Чудов А.А. // Изв. АН СССР, МЖГ. 1988. № 1. С. 96-100.
- [6] Бархударов Э.М., Березовский В.Р., Мдивнишвили М.О., Тактакишвили М.И., Цинцадзе Н.Л., Челидзе Т.Я. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 19. С. 1178-1181.
- [7] Бархударов Э.М., Мдивнишвили М.О., Тактакишвили М.И., Цинцадзе Н.Л., Челидзе Т.Я. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 12. С. 2331-2334.

- [8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. С. 733.
- [9] Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. С. 704.

Поступило в Редакцию
6 июня 1988 г.
В окончательной редакции
10 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.

02; 11

ФОРМИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.И. Плотников, С.И. Рембеза,
В.А. Логинов

В последние годы интенсивно разрабатываются вопросы, связанные с формированием периодических структур на поверхности твердых тел под действием лазерного излучения (см., например, [1-8]). Несмотря на большое количество публикаций, посвященных данной проблеме, не существует единого мнения о механизме образования периодического рельефа поверхности материалов. В этой связи представляет интерес исследование действия на твердые тела излучения, отличной от лазерного природы. В настоящей работе впервые обнаружено формирование поверхностных периодических структур (ППС) под действием некогерентного излучения.

В качестве объектов исследования использовались пластины монокристаллического кремния п-типа проводимости ($\rho = 6.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) ориентации (111) толщиной 500 мкм. Образцы подвергались воздействию моноимпульсов излучения ксеноновых ламп (спектр длин волн $\lambda = 0.2-1.3 \text{ мкм}$) в секундном диапазоне длительностей. Пластины кремния располагались относительно импульсных ламп таким образом, что облучению подвергалась лишь одна поверхность образцов.

В результате воздействия импульса некогерентного излучения обнаружено формирование на поверхности кремния периодических структур (см. рисунок, а). Расстояние между гребнями ППС изменяется в пределах 5-25 мкм. Существенным является тот факт, что вектор ППС имеет переменный характер. Наблюдаются участки поверхности образцов, на которых ППС распространяются радиально (см. рисунок, б). Следует подчеркнуть, что генерация ППС наблюдается и на обратной, не подвергнутой облучению, поверхности образцов.