

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 534.142,534.232

УПРАВЛЕНИЕ АМПЛИТУДОЙ, СПЕКТРОМ И НАПРАВЛЕННОСТЬЮ
СВЕТОТЕРМОЗВУКА ПОДБОРОМ ФОРМЫ СЕЧЕНИЯ СВЕТОВОГО ПУЧКА
ИЛИ БОКОВЫМ КАСАНИЕМ ГРАНИЦЫ СРЕД

Аскаръян Г. А., Юркин А. В.

Свето-термо генерация звука (импульсного или гармонического) исследована достаточно подробно (см., например, обзоры [1, 2]) и монографии [3]. Однако важный вопрос управления звуковым импульсом подбором формы сечения и распределения луча практически не исследовался. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию этого вопроса: было обнаружено сильное возрастание амплитуды и резкости звукового импульса при радиальной подрубке сечения луча и его касания поверхности и дано объяснение этого эффекта.

Схема эксперимента дана на фиг. 1. Луч неодимового лазера 1, работающего в режиме пассивной модуляции добротности путем помещения кристалла LiF с F-центрами, давал гигантский импульс с энергией 5 Дж, с длительностью 30 нс.

Для выравнивания и сглаживания краев распределения интенсивности луч пропусклся через матовую пластинку 2, расположенную на расстоянии 8 см от стеклянного окна 4, бака 5 с водой. На этом расстоянии матовая пластинка ослабляла плотность потока на оси в 5 раз, сглаживая резкие границы в плавные с ширинами спада $\delta \approx 1,5$ см. Диаметр луча до матовой пластинки был 4 см, при входе в бак 7 см. Средний угол уширения луча 0,2 рад. Для подрубки сечения луча использовались либо прямой или изогнутый нож 3, либо кольцо, помещаемые перед окном, либо прозрачный вкладыш (блок стекла), помещаемый в воду (см. фиг. 2) на пути части луча.

В воду был опущен на расстоянии 6 см над осью луча нерезонансный приемник — пьезодатчик 6, насаженный на длинный акустически согласованный стержень (латунь) с чувствительностью 0,2 В/атм, сигнал от которого подавался на запоминающий осциллограф 8. Датчик был отделен от стенки бака звукоизолирующей прокладкой 7 и защищен от рассеянного света металлизированной лавсановой пленкой.

На сводной фиг. 2, а показаны: столбец I — формы сечения луча, столбец II — их поперечные распределения интенсивности, столбец III — осциллограммы соответствующих им термозвуковых импульсов; а — соответствует лучу с плавным распределением интенсивности, близким к гауссовому. Он дает импульс звука малой амплитуды с плавным фронтом, б — соответствует лучу с круглой подрубкой (пропускание луча через отверстие меньшего радиуса). Видно укорачивание импульса и возрастание амплитуды в 2—3 раза; в — луч с подрубкой ножом сверху со сторону датчика. Импульс увеличивался в 4—5 раз и становился более резким. При подрубке луча ножом снизу импульс меняет знак, так как сначала вместо волны сжатия идет волна разрежения; г относится к искривленной подрубке, позволяющей фокусировать звук на приемнике. Удалось подфокусировать звук в 10 раз; д дает изменение импульса при наличии в луче с плавным распределением интенсивности слоя с другим коэффициентом поглощения или другими термозвуковыми или звуковыми характеристиками.

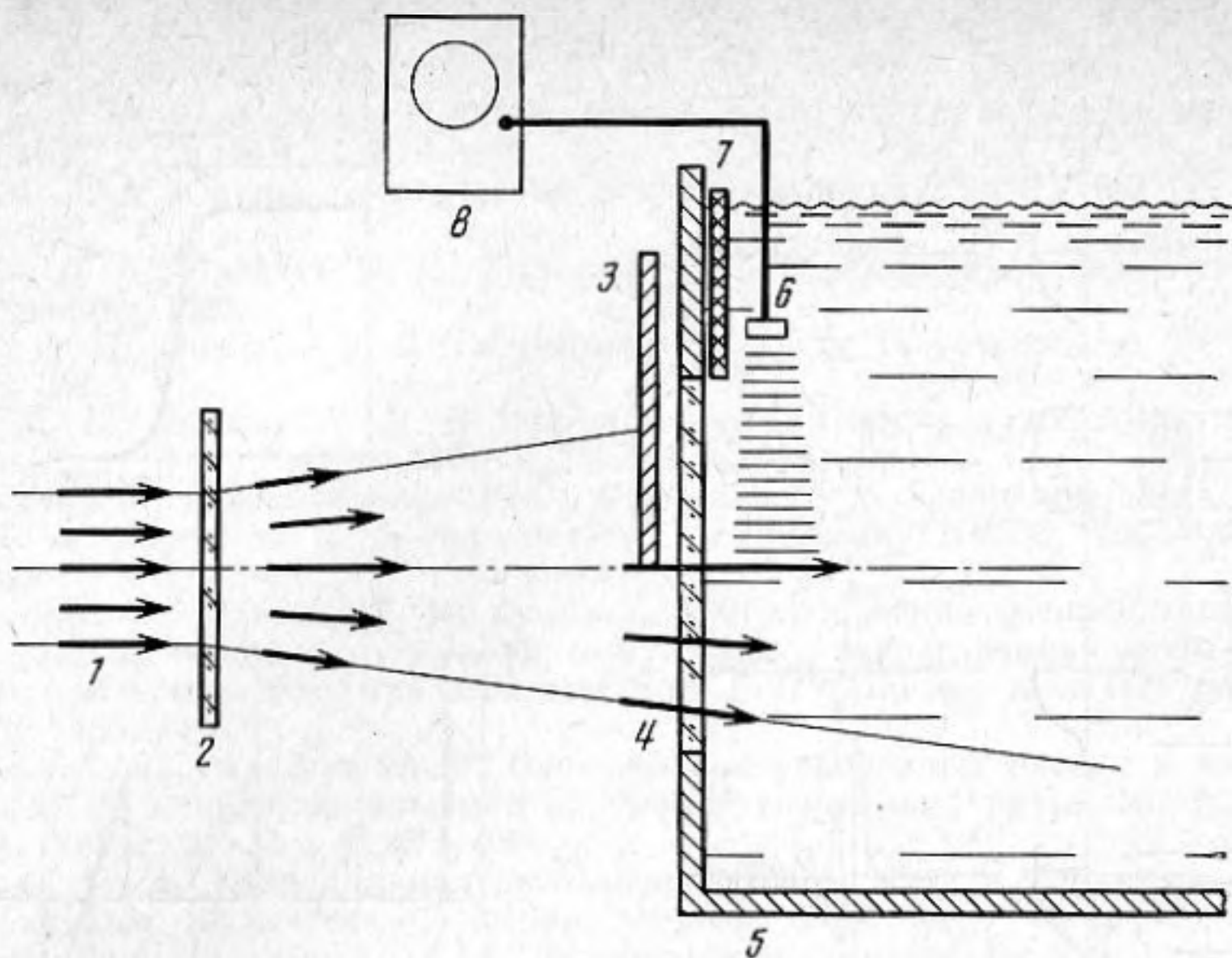
Наблюдалось усиление импульса при выходе половины луча из воды (полузаполненный луч).

Чувствительность осциллографа для всех осциллограмм одинакова — 0,002 В/дел. Скорость развертки одна и та же 10 мкс/дел.

Возможно проявление нескольких эффектов, объясняющих наблюдаемые результаты.

При укорочении фронта спада увеличивается сила, действующая на среду и ее вздрагивание становится резче и быстрее. Допустим задан спад интенсивности на длине δ фронта луча радиуса a (см. фиг. 2, е), то амплитуда расширения $\Delta a \approx 0,5a\alpha_T\Delta T = 0,5a\alpha_T q / C\rho = a\Gamma q / 2\rho_0 c^2$; повышение давления $\Delta p \approx \Gamma q$, где α_T — коэффициент объемного расширения, C — удельная теплоемкость, ρ_0 — плотность среды, c — скорость звука, $\Gamma = \alpha_T c^2 / C$ — коэффициент Грюнайзена, q — объемная плотность энерговыделения $q = Q / \pi a^2 l_a$, Q — полная энергия излучения лазера, l_a — глубина поглощения света. В нашем случае для $C\rho \approx 4$ Дж/см³, $Q \approx 3$ Дж, $a \approx 3$ см, $l_a \approx 6$ см, $\alpha_T \approx 10^{-4}$ град⁻¹, $\Gamma \approx 0,1$ получим $\Delta a \approx 10^{-6}$ см $\ll \delta \approx 0,3$ см $\ll a$. Это условие облегчает оценку генерации импульса. Задавая ускорение слоя под действием перепада давле-

ния $\Delta p = \frac{d}{dt} \{M(t)u\}$, где присоединенная масса $M(t) = \rho_0(\delta + ct)$ определяется



Фиг. 1. Схема установки

слоем, вовлеченным в движение, и интегрируя, получим $\Delta p t \approx M(t)u$ или $u = (\Delta p t) / \rho(\delta + ct)$. Но давление в звуковой волне $p_s \approx \rho_0 c u \approx \Delta p c t / (\delta + ct)$; максимальная величина, очевидно, будет в момент времени прохождения равновесного расширения $t_1 \sim 2\Delta a / u \approx 2\Delta a \rho_0 (\delta + ct_1) / \Delta p t_1$, т. е. получим уравнение для t_1 :

$$t_1^2 - \frac{a}{c} t_1 - \frac{a\delta}{c^2} = 0; \quad \text{т. е.} \quad t_1 = \frac{a}{2c} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{4\delta}{a}} \right\}.$$

Отсюда прямо видно, что при $\delta < 1/4 a$ (подрубленный фронт) $t_1 = a/c$ и $p_s \approx \Delta p a / (\delta + a) \approx \Delta p$, а при плавном профиле, когда $\delta \approx a$, получим $t_1 \sim 1,6a/c$ и $p_s \approx 0,6\Delta p$, т. е. импульс сжатия меньше и длиннее. Иначе говоря, подрубка фронта заметно увеличивает амплитуду импульса и укорачивает его фронт и длительность.

Этот вывод был подтвержден также и с использованием простого квазисферического решения [4] аналогичной акустической задачи для первоначально ступенчатого распределения давления, дающего знакопеременный звуковой импульс (см. фиг. 2, ж).

Плавное распределение начального давления составлялось из наложения многих прямоугольных и для них суммировались соответствующие известные звуковые импульсы и огибающая описывала форму импульса полностью. Этот наглядный способ сразу выявил увеличение амплитуды и укорочение длительности звуковых импульсов при подрубке распределения любого вида.

Подрубка поперечного распределения или наличие границы вызывает изменение направленности излучения звука. Этот эффект особенно велик ввиду укорочения длительности импульса при подрубке. Дифракционный угол $\theta_D \sim \lambda_s / 2a$ дает меньшее расхождение, чем от круглого профиля, дающего ослабление амплитуды $\sim \sqrt{a/R}$, где R — расстояние до точки приема. Дифракционное ослабление $\sim a / (a + \theta_D R) \sim 1 / (1 + R/L_\Phi)$, где френелевская длина $L_\Phi \approx a^2 / \lambda$.

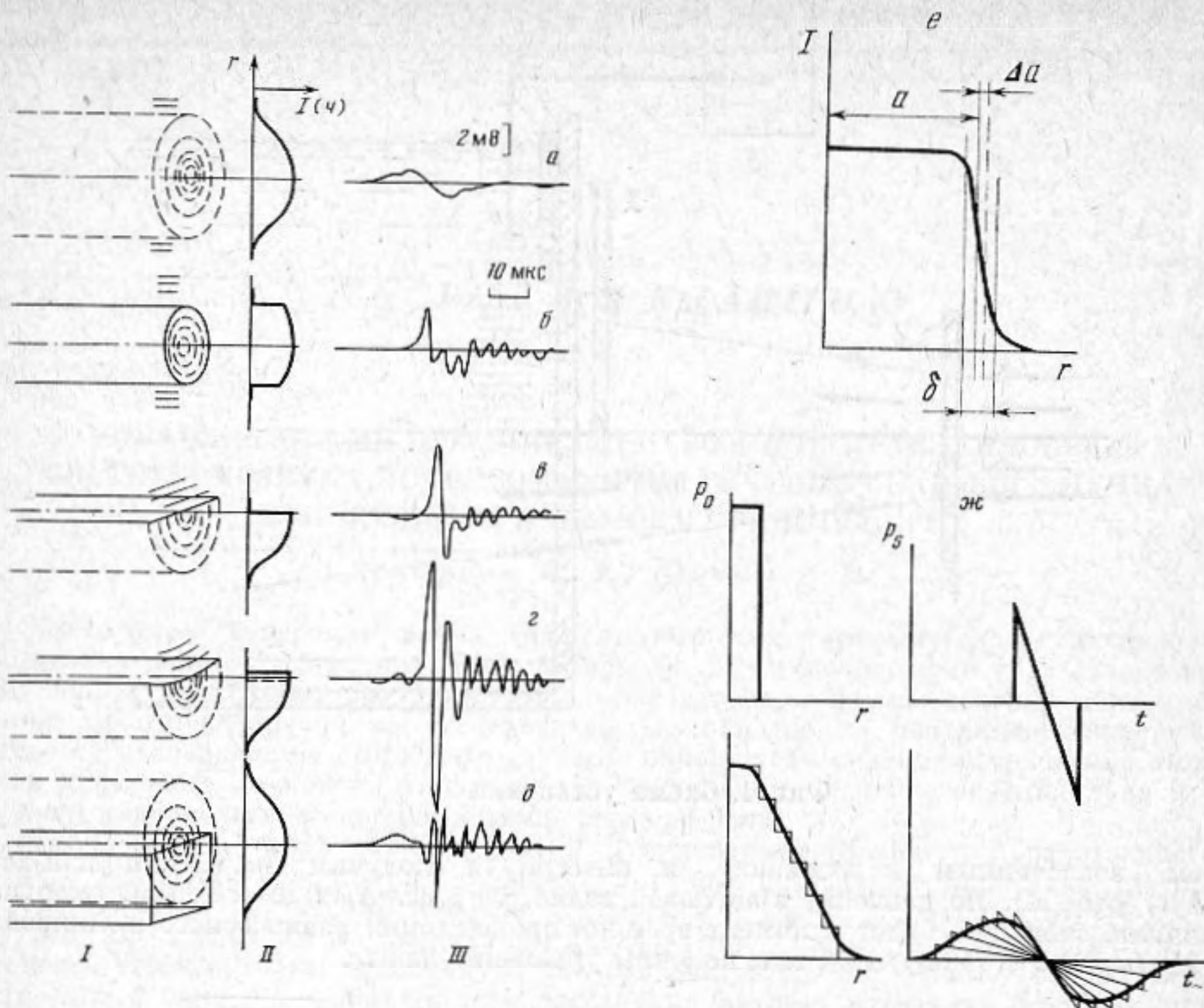
Обогащение подрубленного импульса более высокими частотами может представлять интерес не только при высокочастотной модуляции интенсивности света, когда имеет место завал спектра на высоких частотах из-за интерференционного множителя Φ , резко спадающего при уменьшении λ_s / a . Так, для плавного гауссова распределения $\Phi \approx e^{-(\omega a / 2c)^2}$, а для кольцевого подрубленного $\Phi \approx J_1(\omega a / c) / (\omega a / c)$, где J — функция Бесселя.

Уже элементарный анализ спектра характерных термовзвучивающих импульсов [4] дает: компонента Фурье для импульса с подрубленным фронтом

$$K_{\omega 1} \sim 2 \int_0^t t \sin \omega t dt = -\frac{\tau}{a} \cos \omega \tau + \frac{1}{\omega^2} \sin \omega \tau$$

и для гауссова сглаженного фронта

$$K_{\omega 2} \sim 2 \int_0^\infty t e^{-(t/\tau)^2} \sin \omega t dt = \frac{\tau^2 \sqrt{\pi}}{4} (\tau \omega) e^{-(\omega \tau / 2)^2}.$$



Фиг. 2. Формы сечения луча I распределение интенсивности I (e) II и осциллограммы термозвуковых импульсов III для плавного распределения (a) круглого подрубленного (б), плоско подрубленного (e), изогнутого подрубленного (z) и касающегося поверхности (д). (e) — форма спада интенсивности I (e) (эс) — начальное распределение давления p_0 и соответствующий ему звуковой импульс (p_s). Вверху — резко подрубленное распределение, внизу — плавное. Плавное составляется из многих прямоугольных, лежащих один над другим и суммируются соответствующие им звуковые импульсы. Огибающая их имеет амплитуду меньшую, чем в случае подрубленного

Таким образом, при $\omega t \gg 1$ (где $\tau \sim a/c$) получим

$$\frac{K_{\omega 1}}{K_{\omega 2}} \approx \frac{1}{(\omega \tau)^2} e^{(\omega \tau / 2)^2} = \frac{1}{x^2} e^{x^2 / 4} \gg 1 \quad \text{при} \quad x = \omega \tau \gg 1.$$

Существенно, что подбор спектра подрубкой луча или наложением его на слой другой среды позволит усилить сигнал в нужном диапазоне частот, удобном для приема или с малыми шумами.

Резкость фронта луча может существенно повлиять на рождение, рост и пульсацию пузырьков в жидкости. Действительно, увеличение амплитуды импульсов отрицательного давления и более четкое схождение их к оси повысят перепад давлений внутри и вне пузырька и приведут не только к образованию разрывов но и быстрому росту зародышевых пузырьков. Их рост и схлопывание и колебания могут существенно повлиять на светозвуковые сигналы. Это наблюдалось в свежей природной воде, в которой всегда присутствуют зародышевые пузырьки или взвеси — центры зарождения пузырьков при световом нагреве или после термозвукового импульса. Наблюдались импульсы последействия с частотами 150–250 кГц, соответствующие пузырькам с размерами $(1/2\pi f) \sqrt{p/\rho}$, что соответствует условиям кавитационных шумов.

Важность увеличения импульсов и изменения спектров сигналов связана с тем, что с увеличением расстояния распределение интенсивности расширяется и сглаживается из-за углового и дифракционного расхождения и рассеяния. Использование слоев с резкими границами (поверхность воды, дна и т. п.), попадающих в объем луча, может существенно повысить интенсивность звукового излучения.

Все изложенное выше относится не только к световому пучку, но и к пучкам частиц, рождающих звуковые импульсы. В частности, можно усилить звук подрубкой пучков заряженных частиц в газе [7] и облегчить создание каналов разрежения [8] для проведения частиц. Можно усилить звуковые импульсы заряженных частиц [9] от нейтринных пучков [10, 11] для нейтринной геологии [12, 13] при приближении нейтринных пучков к слоям сред или поверхностям сред.

В заключение авторы выражают благодарность Ф. В. Булкину, В. Г. Михалевичу и А. А. Коломенскому за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. Оптическое возбуждение звуковых волн // Акуст. журн. 1973. Т. 19. № 4. С. 300–320.
2. Лямшев Л. М. Оптико-акустические источники звука // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 637–669.
3. Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика (курс теорфизики, т. 6) М.: Наука, 1986. С. 381.
5. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. К теории генерации звука в жидкости лазерными импульсами // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 6. С. 890–898.
6. Голубничий П. И., Каляжный Г. С., Корчилов С. Д. Генерация звука лазерным пучком в жидкости с поглощающими частицами // ПМТФ. 1984. № 1 (143). С. 9–12.
7. Аскарьян Г. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. Определение распределения энерговыделения от мощных пучков по импульсному вздрагиванию среды и уменьшению плотности газа при прохождении РЭП // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 23. С. 1465–1468.
8. Аскарьян Г. А., Тарасова Н. М. Прохождение ускоренных частиц и квантов через среду по каналу пониженной плотности, созданному лучом лазера // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 4, С. 277–280.
9. Аскарьян Г. А. Гидродинамическое излучение от треков заряженных частиц в стабильных жидкостях // Атомная энергия. 1957. Т. 3. № 8. С. 152–190.
10. Аскарьян Г. А., Долгошеин Б. А. Акустическая регистрация нейтронно высоких энергий // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. № 5. С. 232–233.
11. Askar'jan G. A., Dolgoshein B. A., Kalinovsky A. N., Mokhov A. V. Acoustic detection of high Energy particle showers in water // Nucl. Instr. and Methods. 1979. V. 164. P. 267–278.
12. De Rujula A., Glashow S. L., Wilson R., Charpak G. Neutrino exploration of the Earth // Phys. Rep. 1983. V. 99. P. 341–396.
13. Аскарьян Г. А. Исследование Земли с помощью нейтрино. Нейтринная геология // УФН. 1984. Т. 144. № 3. С. 523.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
15.VIII.1986

УДК 534.5:621.272.8

НЕЛИНЕЙНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

Заболотская Е. А., Шварцбург А. Б.

Звуковые волны, распространяющиеся в волноводах или слоистых средах, испытывают дисперсию. Поэтому нелинейные волновые явления в акустических волноводах протекают иначе, чем в свободном пространстве. Вопросам взаимодействия волн конечной амплитуды в волноводах посвящены работы [1, 2]. В отличие от этого, настоящая работа посвящена самовоздействию акустических волновых импульсов конечной длительности в волноводах, заполненных идеальной жидкостью или газом. Механизм самовоздействия связан с нелинейным искажением частотного спектра импульса, вызывающим дисперсионную перестройку амплитудной огибающей. Динамика такого процесса может быть описана в рамках уравнений Эйлера для идеальной жидкости:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \nabla v = - \frac{1}{\rho} \nabla p, \quad (2)$$

$$\rho = \rho(p). \quad (3)$$

Здесь p — давление, ρ — плотность, v — скорость жидкости.

Записывая уравнения гидродинамики (1)–(3) с точностью до кубических членов, по величине возмущения давления можно найти медленные изменения формы волны во времени и в пространстве. Решение нелинейной задачи строится в виде, близком к решению линейной задачи распространения звука в волноводе. Звуковое давление в линейном случае описывается волновым уравнением, которое следует из уравнений (1)–(3) в линейном приближении [3]:

$$\frac{1}{c^2(x, y)} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0, \quad (4)$$