

УДК: 534.26

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СДВИГОВЫХ ВОЛН В МЯГКИХ УПРУГИХ СРЕДАХ

© 2009 г. М. А. Миронов, П. А. Пятаков, И. И. Конопацкая,
Г. Т. Клемент*, Н. И. Выходцева*

Акустический институт им. Н.Н. Андреева

117036 Москва, ул. Шверника, 4

E-mail: mironov@akin.ru

** Department of Radiology, Brigham and Women's Hospital, and Harvard Medical School,*

75 Francis Street, Boston, MA 02115, USA

E-mail: Natalia@bwh.harvard.edu

Поступила в редакцию 9.02.09 г.

Обсуждается один из возможных механизмов разрушения мягких упругих сред ультразвуком. В рамках модели трехволнового взаимодействия в твердом теле рассмотрена генерация сдвиговых волн продольной звуковой волной в твердом теле с малым модулем сдвига. Даны численные оценки порога возбуждения сдвиговых волн в биологических тканях. Поскольку длина генерируемых сдвиговых волн мала, сдвиговые напряжения могут оказаться достаточными для разрушения структуры биологической ткани. Приведены результаты модельных экспериментов.

Ключевые слова: параметрическая неустойчивость, сдвиговые волны, мягкие упругие среды, биологические ткани.

PACS: 43.25.Dc, 43.25.Lj, 43.35.Cg, 43.80.Gx

Интерес к сдвиговым волнам в мягких упругих средах (soft solids) оживился после выхода работ [1, 2]. В этих работах было предложено использовать в эластографических исследованиях биологических тканей сдвиговые волны, генерируемые модулируемым радиационным давлением фокусируемого ультразвука. Сила радиационного давления, вызванная поглощением или рассеянием в фокальной области излучателя, модулируемая с низкой частотой, является источником сдвиговых волн, уходящих от фокальной области. По скорости распространения сдвиговых волн можно определить модуль Юнга ткани, характеризующий ее состояние. К настоящему времени имеются десятки работ, посвященных этому методу, получившему название соноэластография (см. напр. [3]). Из последних работ можно отметить [4], в которой продемонстрирована возможность регистрировать даже неоднородности модуля сдвига, вызванные нагревом.

Нелинейные взаимодействия волн в этих средах также рассмотрены весьма подробно. В отличие от жидкостей, где возможно взаимодействие только продольных волн между собой, в упругих средах могут происходить также взаимодействия с участием сдвиговых волн.

Для пятиконстантной теории упругости изотропной среды [5], в которой учитывается только квадратичная нелинейность, уравнения, описы-

вающие все возможные взаимодействия между волнами, получены в [6]. Классификация взаимодействующих волн и условия, накладываемые на частоты и волновые числа, при выполнении которых возможно взаимодействие плоских волн (резонансные условия), найдены в [7]. Там же методом малых возмущений вычислены рассеянные поля, порождаемые пучками взаимодействующих волн. Нелинейные процессы в сдвиговых полях, где нелинейность может быть только нечетной, рассматривались теоретически в [8] (получены уравнения для пучка сдвиговых волн с учетом нелинейности и параболической поперечной диффузии) и в [9], где предложено самоподобное преобразование и рассмотрена самофокусировка в приближении геометрической акустики. В [10] предложена модификация записи потенциальной энергии деформации, позволяющая разделить вклады всестороннего сжатия и сдвига. Пучки сдвиговых волн линейной и эллиптической поляризации рассмотрены теоретически в [11]. Экспериментально двухчастотное взаимодействие сдвиговых волн наблюдалось в [12]. В [13] наблюдались как двухчастотное взаимодействие, так и генерация нечетных гармоник в плоских волнах, а в [14] зафиксировано образование сдвиговых ударных волн при числе Маха относительно скорости поперечной волны около 0.4. Нако-

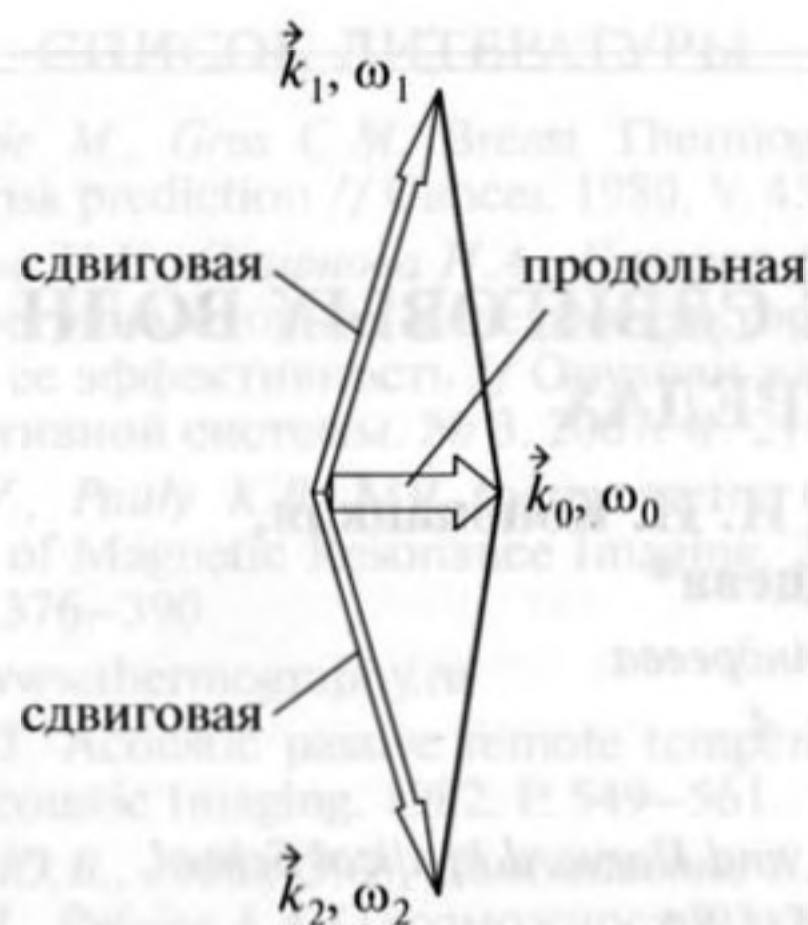


Рис. 1. Диаграмма распада продольной (звуковой) волны на две сдвиговые.

нец, в [15] сделана попытка определить нелинейные модули с помощью измерения зависимости скорости распространения поперечных волн от статических деформаций образца мягкой упругой среды. Там же получены выражения, связывающие скорость поперечных волн с константой A пятиконстантной теории упругости.

В настоящей работе рассмотрено взаимодействие волн в мягких упругих средах, на которое в литературе не обращено должного внимания, а именно — распад продольной звуковой волны на две сдвиговые. Это — частный случай взаимодействия продольной и сдвиговой волн, в результате которого генерируется поперечная волна. В таблице разрешенных взаимодействий работы [7] этому взаимодействию соответствует пятая строка. На рис. 1 изображена диаграмма взаимодействия. Первичная звуковая волна с волновым вектором k_0 и частотой ω_0 распадается на две сдвиговые волны с волновыми числами $k_{1,2}$ и частотами $\omega_{1,2}$. Волновые вектора и частоты удовлетворяют равенствам:

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2; \quad \omega_0 = \omega_1 + \omega_2. \quad (1)$$

Особенность мягких упругих сред состоит в том, что скорость поперечных волн в них на два — три порядка меньше скорости продольных (звуковых) волн. Вследствие этого модули волновых векторов генерируемых сдвиговых волн существенно больше, чем у исходной звуковой волны и, следовательно, они распространяются в направлениях, перпендикулярных направлению распространения звуковой волны. Главная цель работы — обратить внимание специалистов в области медицинской и биологической акустики на этот механизм передачи энергии звука в мелко-масштабные колебания среды как на альтернативный тепловому и кавитационному механизмам воздействия ультразвука на биологические среды.

Принято считать, что разрушение биологических тканей в ультразвуковом поле вызвано или их нагревом, или кавитацией. Однако высказывалось также предположение, что ультразвук может воздействовать разрушительно механическим образом [16–19]. Отсутствие кавитации в работах [16–18] обеспечивалось за счет повышенного статического давления. Обзор различных эффектов, которые могут быть существенны для биологического воздействия УЗ, можно найти в [20], главы 12, 13.

Гистологические наблюдения, проведенные одним из авторов настоящей работы (Н.И. Выходцевой) [21], и ряд других работ заставляют вернуться к поиску альтернативных механизмов разрушения, вызываемых ультразвуком (УЗ). На рис. 2 в качестве примера воздействия УЗ приведены гистологические срезы мозговой ткани кролика, подвергнутой воздействию фокусированного УЗ с разными параметрами. Слева — гомогенизированная ткань после воздействия фокусированным УЗ (суммарная излучаемая мощность 360 Вт, частота 1.63 МГц, длительность отдельного импульса 0.005 с, частота повторения импульсов 2 Гц, полная продолжительность воздействия 10 с); справа — кавитационные повреждения, получаю-

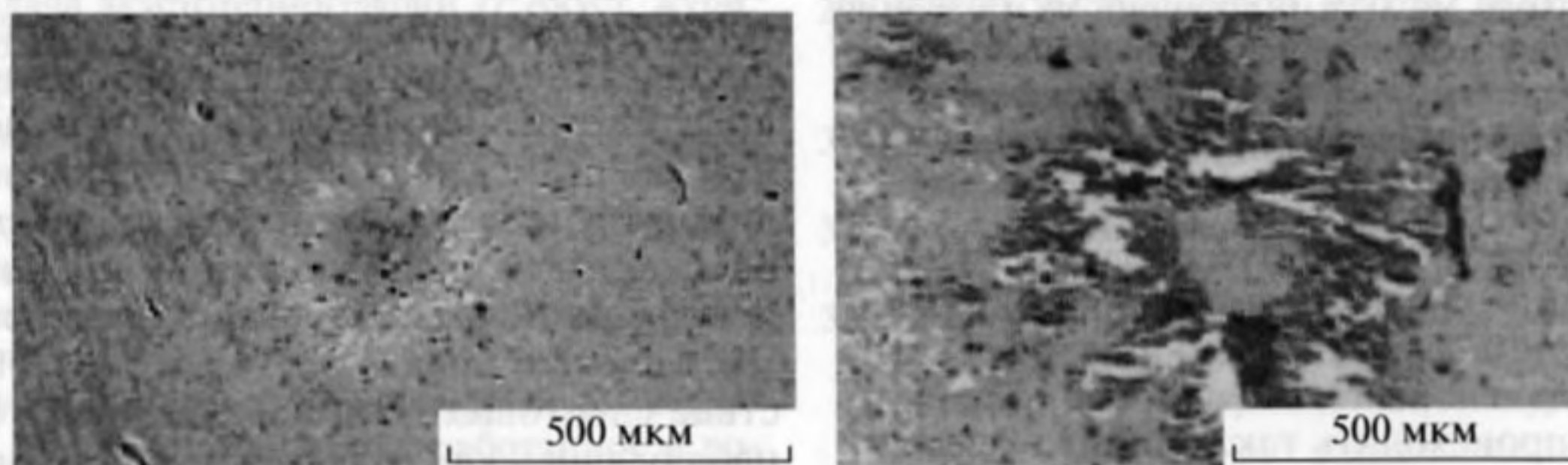


Рис. 2. Гистологические срезы мозговой ткани кролика, подвергнутой (*in vivo*) воздействию фокусированного УЗ с разными параметрами. Слева — гомогенизированная ткань после воздействия фокусированным УЗ (суммарная излучаемая мощность 360 Вт, частота 1.63 МГц, длительность импульса 0.005 с, частота повторения импульсов 2 Гц, полная продолжительность воздействия 10 с); справа — кавитационные повреждения, получающиеся при примерно вдвое большей мощности УЗ.

щиеся при примерно вдвое большей мощности УЗ. Детальное описание см. в [22].

В настоящее время последовательных объяснений нетепловых, бескавитационных разрушений ткани в ультразвуковом поле нет. Сдвиговые волны, порождаемые звуком при распадном взаимодействии, можно рассматривать как возможную причину чисто механического, некавитационного разрушения ткани.

Расчет трехволнового взаимодействия с участием одной продольной и двух сдвиговых волн можно было бы провести с помощью формул, полученных в [7]. Однако ниже используется упрощенный подход, учитывающий, что в мягкой упругой среде длина звуковой волны существенно превосходит длину сдвиговых волн. Это позволяет не учитывать пространственную структуру звуковой волны и считать, что сдвиговые волны распространяются в среде, в которой давление, или же одноосная деформация, или напряжение, испытывают во времени периодические изменения, синхронные во всех точках пространства. Еще одно упрощение состоит в пренебрежении изменением плотности среды.

Записываем волновое уравнение для смещения $\vec{u}(r, t)$ в сдвиговых волнах, учитывая зависимость модуля сдвига от давления:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - \mu(t) \Delta \vec{u} = 0. \quad (2)$$

Модуль сдвига μ зависит от давления $p(t)$:

$$\mu(t) = \mu_0 [1 + \alpha p(t)], \quad (3)$$

α — некоторая положительная константа, описывающая эту зависимость. Отметим, что вместо зависимости от давления можно было бы ввести зависимость от одноосного напряжения, имея в виду использовать результаты работы [15].

Обратное влияние поперечных волн на звук не учитывается, иными словами, считается, что давление $p(t)$ задано. Не выходя за рамки квадратичного приближения, уравнение (2) можно переписать в виде:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - \mu_0 \Delta \vec{u} = \rho_0 \alpha p(t) \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2}. \quad (4)$$

Задаем звуковое давление в виде гармонической плоской бегущей волны с амплитудой P_0 , частотой ω_0 и волновым вектором \vec{k}_0 :

$$p = P_0 \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{x}) \quad (5)$$

и, в соответствии с теорией резонансного трехволнового взаимодействия, ищем сдвиговое поле в виде пары бегущих волн с одинаковыми,

меняющимися во времени, амплитудами:

$$\vec{u}(t, \vec{x}) = \vec{A}(t) \cdot [\sin(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x}) + \sin(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x})]. \quad (6)$$

Частоты и волновые числа удовлетворяют условию синхронизма (1).

Далее используем метод малых возмущений — перемножаем (5) и вторую производную по времени (6) и подставляем в правую часть (4), которую рассматриваем в качестве добавочного источника, генерирующего дополнительное сдвиговое поле. После перемножения тригонометрических функций получим разность косинусов с суммарными и разностными частотами $\omega_0 \pm \omega_{1,2}$ и волновыми числами $\vec{k}_{1,2}$. Учитывая условие (1), оставляем в правой части только разностные, синхронные с левой частью уравнения (4) слагаемые:

$$\rho_0 \alpha p \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \rho_0 \alpha P_0 \cdot \vec{A} \cdot \{ \omega_1^2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x}) + \omega_2^2 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x}) \}. \quad (7)$$

Еще больше упростим выкладки, считая, что волновое число звуковой волны по модулю значительно меньше (в сто—тысячу раз) волновых чисел сдвиговых волн. Тогда $\omega_1 = \omega_2 = \frac{1}{2} \omega_0$ и формула (7) переписывается в виде:

$$\rho_0 \alpha p \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \rho_0 \alpha P_0 \cdot \vec{A} \omega_1^2 \{ \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x}) + \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x}) \}.$$

Сопоставляя пространственные и временные зависимости правой части этого выражения с выражением для сдвигового поля (6), видим, что правую часть (4) можно записать в виде:

$$\rho_0 \alpha p \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \rho_0 \alpha P_0 \omega_1 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}. \quad (8)$$

Переносим ее обратно в левую часть (4), получаем:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - \rho_0 \alpha P_0 \omega_1 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} - \mu_0 \Delta \vec{u} = 0. \quad (9)$$

Таким образом, эффективная сила, вызванная нелинейным взаимодействием звука со сдвиговым полем, пропорциональна скорости смещения в сдвиговом поле $\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$. Это — эквивалент отрицательной внешней силы трения с коэффициентом трения γ , равным $\gamma = -\rho_0 \alpha P_0 \omega_1$. Наличие отрицательного трения приводит к экспоненциальному нарастанию амплитуды сдвиговых волн: $\vec{A}(t) = \vec{A}_0 \exp(\delta t)$, где инкремент нарастания δ равен:

$$\delta = \frac{1}{2} \alpha P_0 \omega_1 = \frac{1}{4} \alpha P_0 \omega_0. \quad (10)$$

Итак, наличие зависимости модуля сдвига мягкой упругой среды от давления приводит к параметрической раскачке сдвиговых волн в поле звуковой волны. Частота сдвиговых волн ω_1 равна половине частоты звуковой волны ω_0 . Если считать, что скорость распространения сдвиговых волн в мягких биологических тканях примерно в 1000 раз меньше скорости распространения продольных волн, то длина возбуждаемой сдвиговой волны при частоте звуковой волны 1 МГц составит 3 мкм.

Чтобы учесть обычное (линейное) поглощение сдвиговой волны, нужно из правой части (10) вычесть линейный декремент затухания ε :

$$\delta = \left(\frac{1}{2} \alpha P_0 - \varepsilon \right) \omega_1. \quad (11)$$

Наличие поглощения приводит к появлению порога неустойчивости — экспоненциальное нарастание возможно только при амплитудах звукового давления, превышающих пороговое значение:

$$P_0^* = 2 \frac{\varepsilon}{\alpha}. \quad (12)$$

При значительном превышении порога характерное время нарастания амплитуды сдвиговых волн τ равно:

$$\tau = 2 / (\alpha P_0 \omega_1) = 4 / (\alpha P_0 \omega_0). \quad (13)$$

Выше рассмотрена только одна пара сдвиговых волн, взаимодействующих с продольной волной. В силу осевой симметрии пары волновых чисел сдвиговых волн можно повернуть на любой угол вокруг волнового вектора звуковой волны. Следовательно, при превышении порога неустойчивости вся облучаемая звуком область заполняется сдвиговыми волнами, бегущими во всех направлениях, примерно ортогональных направлению распространения звуковой волны.

Для оценки величины эффектов необходимы значения коэффициентов α и ε . В работе [15] экспериментально исследовано влияние статического одноосного напряжения на скорость распространения сдвиговых волн частотой 50 Гц в агар-желатиновом геле. По полученным зависимостям можно определить коэффициент нелинейности α . Оказалось, что коэффициент нелинейности зависит как от конкретного образца, так и от поляризации сдвиговых волн, меняясь в пределах $\alpha \sim 10^{-4} - 2 \times 10^{-3} \text{ Па}^{-1}$. В принципе, это значение можно было бы использовать для оценки параметрической генерации сдвиговых волн. Однако интуитивно представляется, что полученные в [15] значения α слишком велики. Поэтому возьмем значение α существенно — на несколько порядков — меньшее, например, $\alpha = 10^{-7} \text{ Па}^{-1}$ (модуль сдвига увеличивается вдвое при увеличении давления до 100 атм). Параметр ε примем равным $\varepsilon = 10^{-1}$. Пороговая амплитуда давления (12) бу-

дет равна $P_0^* = 2 \times 10^6 \text{ Па}$, что соответствует, примерно, плотности потока акустической энергии 130 Вт/см^2 . Характерное время нарастания при превышении порога в два раза равно (13) $\tau = 5 / \omega_0$. При частоте звука 1 МГц это время равно примерно $\tau \sim 10^{-6} \text{ с}$.

Разумеется, для более определенных оценок необходимо экспериментальное определение коэффициентов α , ε , причем требуются значения этих параметров в мегагерцовом диапазоне частот.

Представленная выше теория описывает только начальную стадию процесса — порог неустойчивости и начальное экспоненциальное нарастание. Это нарастание не может продолжаться бесконечно долго. Для адекватного описания дальнейшей эволюции необходимо добавить ограничивающие эффекты. Первый шаг — учет обратного влияния сдвиговых волн на звуковую волну. В классической нелинейной оптике это влияние описывается уравнениями Бломбергена [23]. В чистом виде эти уравнения описывают циклический обмен энергией между тремя участвующими во взаимодействии волнами. В нашем случае в эти уравнения следует добавить потери в сдвиговых волнах и генерацию высших гармоник и ударных волн [9, 11, 13, 14]. Это может дать некоторый стационарный режим, в котором амплитуда сдвиговых волн поддерживается постоянной за счет баланса двух процессов — отбора энергии у звуковой волны и ухода энергии в потери в сдвиговых волнах. Для звуковой волны это выразится в эффективных нелинейных потерях. Более существенный и интересный эффект — влияние разрушения структуры на исходное параметрическое взаимодействие. Главный физический результат рассматриваемого трехволнового взаимодействия может состоять в частичном или полном разрушении структуры твердого тела. При этом увеличивается коэффициент потерь в сдвиговых волнах. Увеличение коэффициента потерь приведет к подавлению неустойчивости — звуковая волна перестанет передавать энергию в сдвиговые волны. Последствия этого зависят от нескольких факторов. Если разрушения структуры необратимы, дальнейшая эволюция трехволнового ансамбля волн более не представляет интереса. Если процессы обратимы, возможны перемежающиеся интервалы генерации и отсутствия генерации сдвиговых волн. Это должно отражаться на исходном звуковом поле, которое будет распространяться по среде с флуктуирующими параметрами и будет само испытывать сильные флуктуации.

В качестве попытки косвенного обнаружения описанного здесь эффекта были проведены эксперименты по облучению импульсным фокусированным ультразвуком образцов агарозного гидрогеля, традиционно используемого в медицинской и биологической практике как фантомы мягких

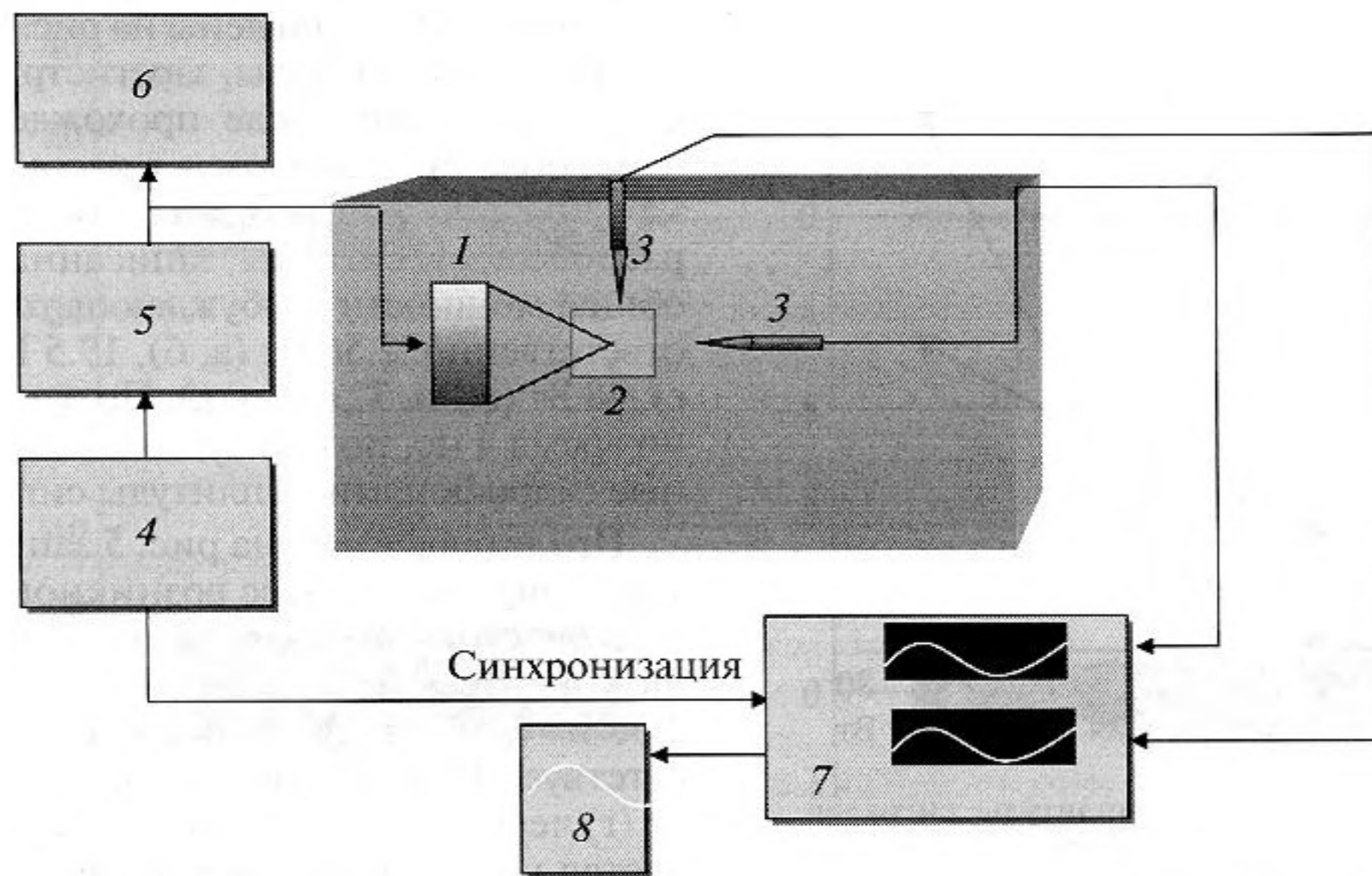


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – фокусирующий излучатель (частота 0.969 МГц, диаметр пластины 62 мм, фокусное расстояние 70 мм), 2 – образец, 3 – гидрофоны, 4 – задающий прецизионный генератор (ГЗ-110), 5 – усилитель мощности (УЗГМ 50-dB), 6 – контрольный милливольтметр, 7 – аналого-цифровой преобразователь ЛА-н4USB, 8 – персональный компьютер.

биологических тканей. Целью экспериментов было наблюдение флуктуаций амплитуды ультразвука при превышении некоторого порога по интенсивности, которые можно интерпретировать как параметрическую генерацию сдвиговых волн.

Образцы агарозного гидрогеля представляли собой полупрозрачные упругие цилиндры диаметром 30 мм и длиной 29 мм, изготовленные желированием водного раствора агарозы с концентрацией 1.5% по массе. В процессе изготовления образцы дегазировались.

Измерения проводились в частично заглушенном резервуаре (20 × 56 × 28 см) с отстоявшейся водой. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Продольные волны в среде возбуждались пьезокерамическим фокусирующим излучателем. Излучатель (1) крепился к штанге координатного устройства, позволявшего перемещать его в трех взаимно перпендикулярных направлениях, а также изменять контролируемым образом угол наклона оси излучателя. Параметры фокусирующего излучателя: резонансная частота 0.969 МГц, диаметр пластины 62 мм, фокусное расстояние 70 мм. Расчетные значения размеров фокальной области в воде составляли: диаметр 4.4 мм, длина 16 мм. С целью минимизации возможности возникновения в воде по пути распространения ультразвукового пучка кавитационных явлений на излучатель надевали конус, выходное отверстие которого затягивалось звукопрозрачной пленкой, и заполняли дегазированной водой. Образец (2), “мягко” закрепленный на специальной подставке, располагался в центре резер-

вуара, на оси излучателя. Торец образца, перпендикулярный оси звукового пучка, прижимался к выходному отверстию конуса. Вся фокальная область полностью находилась внутри образца.

Общая акустическая мощность излучателя, определявшаяся в воде методом измерения радиационной силы, варьировалась в пределах от 0.66 Вт до 87 Вт. При этом расчетное значение интенсивности ультразвука (в воде), усредненное по сечению фокального пятна, изменялось, соответственно, в интервале от 3.5 до 466 Вт/см². Озвучивание образцов осуществляли в режиме одиночных импульсов продолжительностью 60 мс с интервалом в 2 мин, увеличивая от импульса к импульсу уровень падающей волны на 1 дБ.

В качестве приемников акустического сигнала использовали два гидрофона (3), которые представляли собой миниатюрные пьезокерамические цилиндры диаметром 1.5 мм, вклеенные в металлические трубки (внешний диаметр 2 мм). Амплитудно-частотная характеристика гидрофонов в используемом частотном диапазоне – равномерная. Приемники располагались следующим образом: один – в поле прошедшего через образец ультразвука, на оси излучателя, на расстоянии 20–30 мм от заднего среза образца, т.е. 45 мм от центра фокальной области, другой – в фокальной плоскости в воде, на расстоянии 1–3 мм от поверхности образца (16–18 мм от оси пучка). Этот гидрофон принимал сигнал в рассеянном поле. Сигнал с гидрофонов поступал на вход двухканального 8-и разрядного цифрового преобразователя ЛА-н4USB (7), соединенного с персональ-

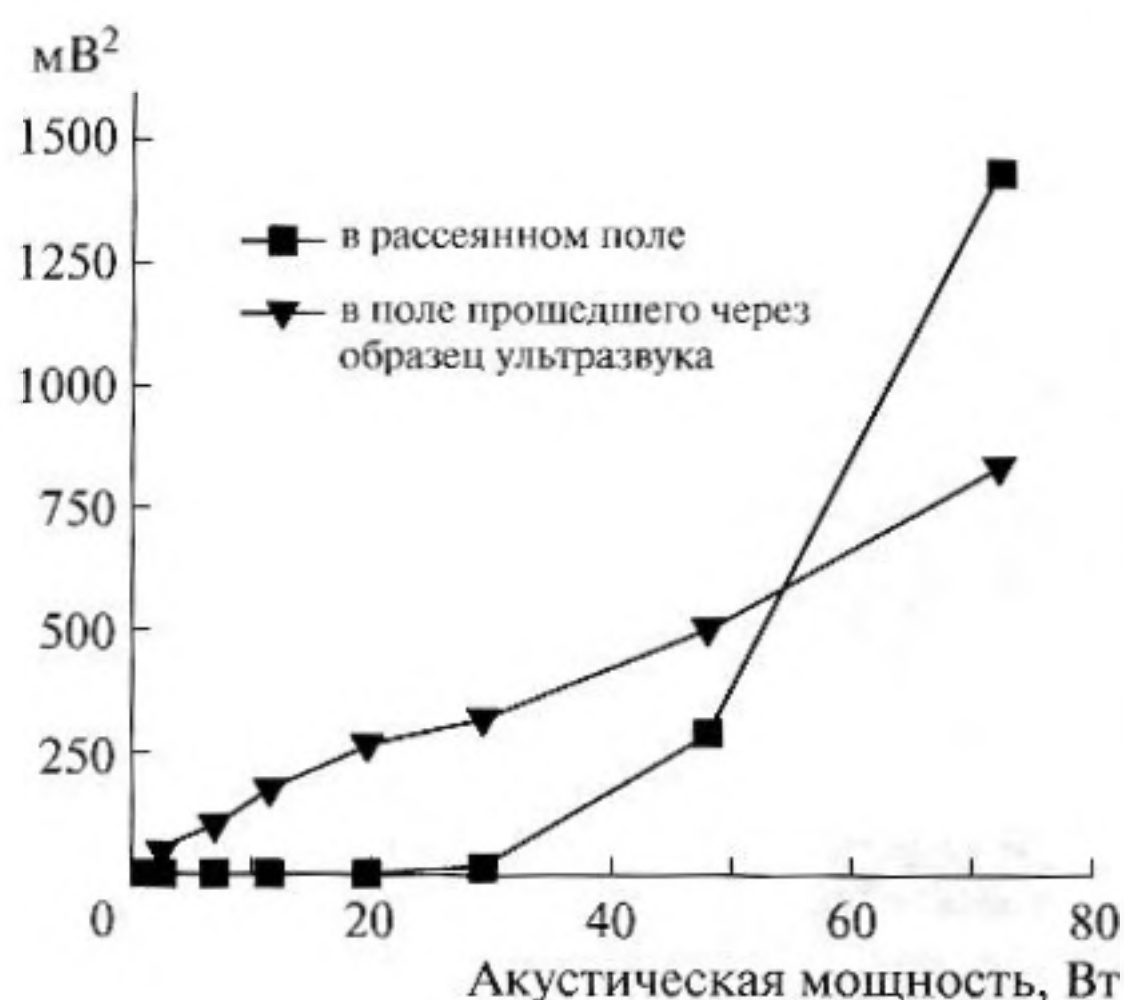


Рис. 4. Зависимость квадрата амплитуды сигналов гидрофонов в рассеянном поле и в поле после прохождения ультразвука через образец, от акустической мощности излучателя.

ным компьютером (8) через шину USB. Полоса пропускания преобразователя до 100 МГц, чувствительность по входу ± 0.125 В. Частота дискретизации равна 15.625 МГц. Принятые сигналы, прошедший и рассеянный, визуализировались на экране компьютера и запоминались в виде двухканальных звуковых файлов. На стадии обработки экспериментальных данных измерялись средние значения амплитуды прошедшего и рассеянного сигналов и проводился их спектральный анализ в диапазоне частот от 0.45 МГц до 1 МГц (с помощью пакета SpectraLAB). Оценивалось наличие низкочастотной модуляции сигналов, а также присутствие в сигналах субгармонической составляющей на половинной частоте.

На рис. 4 представлены зависимости квадратов амплитуды сигналов, принятых гидрофонами как в акустическом поле после прохождения ультразвука через образец, так и в рассеянном поле, от полной акустической мощности излучателя. Видно, что интенсивность прошедшей волны растет прямо пропорционально мощности воздействующего ультразвука. Причем при мощности ультразвука, превышающей 20 Вт, наблюдается небольшое уменьшение угла наклона кривой роста прошедшего сигнала, что свидетельствует об увеличении потерь энергии по ходу звукового пучка. В то же время рассеянный сигнал, практически отсутствующий при малых значениях мощности, впервые превышает уровень шума при значении мощности 20 Вт. При дальнейшем увеличении мощности, его амплитуда начинает интенсивно расти со скоростью, значительно превышающей скорость роста амплитуды прошедшего сигнала.

Характерные образцы записей сигналов с гидрофонов при озвучивании образца агарозного геля одиночным импульсом (60 мс) фокусированного

ультразвука представлены на рис. 5. В левом столбце приведены сигналы, зарегистрированные в акустическом поле после прохождения ультразвука через образец, в правом — в рассеянном поле в фокальной плоскости. В каждом ряду, сверху вниз, расположены сигналы, записанные при значениях общей мощности возбуждающего ультразвука, соответственно: 2.56 Вт (а, б), 19.5 Вт (в, г), 29 Вт (д, е), 48 Вт (ж, з), 72 Вт (и, к). По оси абсцисс отложено время в мс, по оси ординат — зарегистрированные гидрофонами амплитуды сигналов в мВ.

Представленные на рис. 5 записи наглядно демонстрируют процесс возникновения и развития низкочастотной модуляции сигналов в прошедшем и рассеянном поле. При уровне ультразвука 2.56 Вт (а, б) модуляция сигналов полностью отсутствует. При уровне 19.5 Вт в рассеянном сигнале (г) через 20 мс после начала озвучивания появляется низкочастотная модуляция, в то же время прошедший сигнал (в) остается невозмущенным. При уровне 29 Вт в прошедшем сигнале (д) через 5 мс после начала озвучивания можно наблюдать скачкообразное снижение амплитуды сигнала и затем очень незначительные по величине признаки амплитудной модуляции, в то время как в рассеянном сигнале (е) наблюдается сильно развитая амплитудная модуляция. При более высоком уровне мощности воздействующего ультразвука (48 Вт, 72 Вт) развитая амплитудная модуляция наблюдается уже как в прошедшем сигнале (соответственно, ж, и), так и в рассеянном (з, к). При этом резко возросший уровень рассеянного сигнала (з, к) свидетельствует о наличии источников рассеивания внутри образца по пути распространения ультразвукового пучка.

Приведенные результаты экспериментов показывают, что при воздействии фокусированным ультразвуком на гелеобразную среду при превышении определенного порога действительно наблюдаются резкие изменения состояния среды, проявляющиеся во флуктуациях прямого ультразвукового сигнала и возникновении рассеянного сигнала. Одним из возможных механизмов может быть параметрическая неустойчивость звукового поля, порождающая сдвиговые волны. Сдвиговые волны разрушают гелевую структуру среды, что приводит к увеличению поглощения и рассеяния звука. В качестве порогового значения мощности излучателя, при котором начинаются флуктуации звукового поля, можно принять 20 Вт. В пересчете к интенсивности в фокальном пятне это дает приблизительно 112 Вт/см^2 — значение, близкое к теоретической оценке, данной выше.

В заключение обсудим основные результаты работы и сформулируем вопросы, на которые еще нужно ответить, прежде чем рассмотренный эффект может быть определенно принят (или отвергнут) в качестве значимого в биомедицинской акустике.

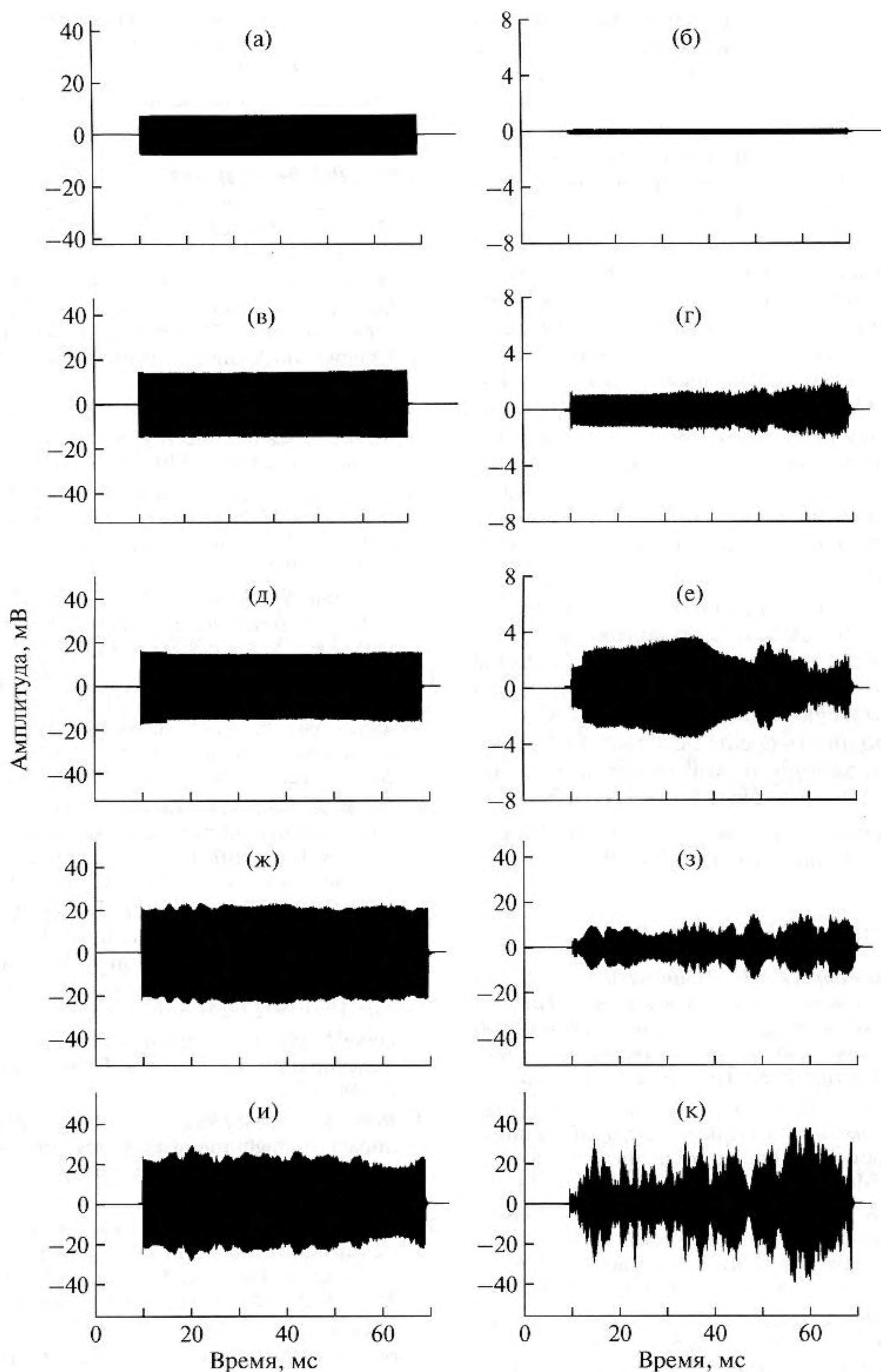


Рис. 5. Записи сигналов с гидрофонов при озвучивании образца агарозного геля одиночным импульсом (60 мс) фокусированного ультразвука.

В работе теоретически показано, что в мягких упругих средах возможна генерация сдвиговых волн достаточно мощной продольной (звуковой) волной. Частота сдвиговых волн в два раза ниже частоты продольной волны, а длина сдвиговых

волн на два – три порядка меньше длины продольной волны. Порог генерации зависит от двух параметров – от коэффициента нелинейности, описывающего зависимость модуля сдвига среды от давления и от коэффициента затухания сдви-

говых волн. На сегодняшний день значения этих параметров в мегагерцовой области частот ни теоретически, ни экспериментально не определены не только для биологических тканей, но и для более простых, модельных гелеобразных сред. Поэтому для надежного определения порога генерации сдвиговых волн желательны прямые измерения коэффициентов нелинейности и потерь в мягких упругих средах.

Экспериментально обнаружены флуктуации импульсного, фокусированного ультразвукового поля в агар-желатиновом геле. Флуктуации можно интерпретировать как следствие частичного разрушения структуры геля, вызванного сдвиговыми волнами. Однако нельзя исключить и влияния кавитации и следует признать, что на данном этапе однозначного выбора в пользу одного из этих механизмов сделать не удастся. Более определенное заключение может принести повторение этих экспериментов при повышенном статическом давлении.

Отметим, наконец, что реальная биологическая ткань, состоящая из клеток, вообще говоря, не является однородной для сдвиговых волн. Размеры клеток и длины сдвиговых волн в мегагерцовом диапазоне частот имеют один порядок. Ясно, однако, что неоднородность среды не может быть препятствием для параметрической генерации неких, более сложных, чем сдвиговые волны, колебаний.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 08-03-00794-а и грантом НШ-745.2008.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев В.Г., Дмитриев В.Н., Пищальников Ю.А., Руденко О.В., Сапожников О.А., Сарвазян А.П. Наблюдение сдвиговой волны, возбужденной с помощью фокусированного ультразвука в резиноподобной среде // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 2. С. 149–155.
2. Sarvazyan A.P., Rudenko O.V., Swanson S.D., Fowlkes J.B., Emelianov S.Y. Shear wave elasticity imaging: A new ultrasonic technology of medical diagnosis // *Ultrasound in Med. & Biol.* 1998. V. 24. P. 1419–1435.
3. Wua Z., Hoyt K., Rubens D.J., Parker K.J. Sonoelastographic imaging of interference patterns for estimation of shear velocity distribution in biomaterials // *J. Acoust. Soc. Am.* 2006. V. 120. № 1. P. 535–545.
4. Ведерников А.В., Андреев В.Г. Измерение распределения сдвигового модуля упругости в неоднородных резиноподобных средах // Вестн. Моск. ун-та. 2006. Сер. 3. Физика. Астрономия. № 3. С. 52–56.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Физматлит, 2001. 248 с.
6. Гольдберг З.А. О взаимодействии плоских продольных и поперечных упругих волн // Акуст. журн. 1960. Т. 6. № 3. С. 307–310.
7. Jones G.L., Cobett D.R. Interaction of elastic waves in an isotropic solid // *J. Acoust. Soc. Am.* 1963. V. 35. № 1. P. 5–10.
8. Заболотская Е.А. Звуковые пучки в нелинейном изотропном твердом теле // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 474–479.
9. Руденко О.В., Сапожников О.А. Волновые пучки в кубически нелинейных бездисперсионных средах // ЖЭТФ. 1994. Т. 79. С. 220–229.
10. Hamilton M.F., Ilinskii Yu.A., Zabolotskaya E.A. Separation of compressibility and shear deformation in the elastic energy density // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 116. P. 41–44.
11. Wochner M.S., Hamilton M.F., Ilinskii Yu.A., Zabolotskaya E.A. Nonlinear shear wave beams in soft tissue-like media // Proceedings of the 19th International Congress on Acoustics. Madrid, Spain. 2–7 September. NLA-03-003. 2007.
12. Pyatakov P.A., Mironov M.A. Tuning-fork investigation of shear stresses nonlinearity in thixotropic media // Proceedings 16th ISNA. Moscow. 2002. V. 2. P. 815–818.
13. Jacob X., Catheline S., Gennisson J.-L., Barriere C., Royer D., Fink M. Nonlinear shear wave interaction in soft solids // *J. Acoust. Soc. Am.* 2007. V. 122. № 4. P. 1917–1926.
14. Catheline S., Gennisson J.-L., Fink M. Observation of shock transverse waves in elastic media // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 43011–43014.
15. Gennisson J.-L., Rénier M., Catheline S., Barrière C., Bercoff J., Tanter M., Fink M. Acoustoelasticity in soft solids: Assessment of the nonlinear shear modulus with the acoustic radiation force // *J. Acoust. Soc. Am.* 2007. V. 122. № 6. P. 3211–3219.
16. Fry W.J., Wulf V.J., Tucker D., Fry F.J. Physical Factors involved in ultrasonically induced changes in living systems: I. Identification of non-temperature effects // *J. Acoust. Soc. Am.* 1950. V. 22. № 6. P. 867–876.
17. Fry W.J., Tucker D., Fry F.J., Wulf V.J. Physical factors involved in ultrasonically induced changes in living systems: II. Amplitude duration relations and the effect of hydrostatic pressure for nerve tissue // *J. Acoust. Soc. Am.* 1951. V. 23. № 3. P. 364–368.
18. Dunn F. Physical mechanisms of the action of intense ultrasound on tissue // *Am. J. Phys. Med.* 1958. V. 37. P. 148–151.
19. Burov V.A., Dmitrieva N.P., Rudenko O.V. Nonthermal impact of high intensity ultrasound on a malignant tumor // Proceedings of the 16th ISNA. Moscow. 2002. V. 2. P. 411–416.
20. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Издание второе, переработанное и дополненное. Под ред. К. Хилла, Дж. Бэмбера, Г. тер Хаар. Пер. с англ. М.: Физматлит, 2008. 542 с.
21. Vykhodtseva N., McDannold N., Hynynen K. Effects of pulsed focused ultrasound at pressures beyond the cavitation threshold: Histological study on rabbit brain in vivo // Proceedings of the 16th ISNA. M.: 2002. V. 2. P. 473–476.
22. Vykhodtseva N., McDannold N., Hynynen K. Биологические эффекты при воздействии фокусированным ультразвуком высокой интенсивности на мозг // Сборник трудов XIX сессии РАО. 2007. Т. 3. С. 104–108.
23. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М.: ВИНТИ. 1964.