АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 52, № 5, с. 676–682

УДК 550.34

ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО НАНОСЕКУНДНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЕ

© 2006 г. А. А. Карабутов, В. А. Ларичев*, Г. А. Максимов*, И. М. Пеливанов, Н. Б. Подымова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Международный лазерный центр
119992 Москва, ГСП-2, Ленинские горы
E-mail: pelivanov@ilc.edu.ru
** Московский инженерно-физический институт (Государственный университет)*
115409 Москва, Каширское шоссе 31
E-mail: maximov@dpt39.mephi.ru

Поступила в редакцию 12.12.05 г.

Впервые проведено экспериментальное наблюдение динамики распространения короткого широкополосного акустического импульса в резонансной среде с пузырьками газа. Для возбуждения зондирующего импульса использован оптико-акустический эффект. Продемонстрировано, что развитая к настоящему времени теория распространения коротких импульсов в средах с обобщенной резонансной релаксацией позволяет детально описывать динамику диспергирования короткого импульса. Показана возможность определения релаксационных и резонансных параметров сред методами импульсной диагностики.

PACS: 43.35.+d, 62.80.+f

Изучение закономерностей распространения коротких импульсов в релаксационных и резонансных средах представляет интерес как для дистанционной импульсной диагностики быстропротекающих переходных процессов и неустойчивых сред, так и в целях передачи информации в сжатой импульсной форме.

За последнее десятилетие был достигнут существенный прогресс в теоретическом описании закономерностей распространения коротких импульсов в средах с экспоненциальной и резонансной релаксацией [1–4]. Следует отметить, что распространение коротких импульсов в средах с экспоненциальной релаксацией изучалось преимущественно применительно к акустическим импульсам [1, 3], в то время как большинство работ по распространению коротких импульсов в резонансных средах относится к распространению ультракоротких электромагнитных импульсов [2]. В последнее десятилетие в связи с освоением фемтосекундного диапазона частот интерес к этой проблеме существенно увеличился [5–8].

Следует отметить, что экспоненциальные и резонансные релаксации и соответствующие им отклики среды исторически рассматривались в рамках различных подходов. Так, в ряде известных монографий [9–11] имеется утверждение, что рамках общего термодинамического подхода Мандельштама–Леонтовича могут быть получены только экспоненциальные релаксации, в то время как для описания резонансных релаксаций требуется рассматривать микромодели, такие, например, как движение связанного электрона во внешнем поле, приводящие к модели Лоренца.

В работе [12] было показано, что резонансные и экспоненциальные релаксации могут быть с единых позиций получены в рамках общего термодинамического подхода Мандельштама–Леонтовича, если учесть возможность альтернативной формулировки принципа симметрии кинетических коэффициентов Онзагера для величин с различной симметрией по отношению к инверсии времени [13]. В результате удается получить обобщенное уравнение состояния релаксационных и резонансных сред, допускающее значительное разнообразие проявлений их дисперсионно-диссипативных свойств [12], предельными случаями которых является модель Дебая (экспоненциальная релаксация) и модель Лоренца (резонансная релаксация).

Уравнение состояния, описывающее локальный отклик произвольной линейной среды с единственным процессом резонансной релаксации, может быть записано в виде [12]:

$$\sigma(t) = \rho_0 c_\infty^2\left(\varepsilon(t) - \frac{\Delta\rho}{\tau}\int_0^t dt'\varepsilon(t-t')e^{-t/\tau}\cos(\Omega t' - \varphi)\right), \quad (1)$$

где σ – напряжение, ε – деформация, ρ_0 – плотность, c_0, c_∞ – низко- и высокочастотный пределы фазовой скорости в среде. Основными параметрами, определяющими дисперсионные свойства среды, являются τ – время релаксации, Ω – резонансная частота, φ – угол инерционности. Кроме того, введены следующие обозначения: для нормировочного множителя $\rho = (1 + \Omega^2\tau^2)/(\cos\varphi + \Omega\tau\sin\varphi)$ и дисперсионного скачка фазовой скорости $\Delta = 1 - c_0^2/c_\infty^2$.

Уравнение состояния (1) при $\Omega = 0$ и $\varphi = \pi/2$ соответствует частным случаям чисто экспоненциальной релаксации (модель Дебая или стандартного неупругого тела), и чисто резонансной релаксации (модель Лоренца).

В работе [4] теоретически были подробно исследованы допустимые виды динамики коротких импульсов в средах с одним процессом обобщенной релаксации. Эта динамика оказалась довольно разнообразной и чувствительной к инерционным свойствам релаксационных процессов. Поэтому экспериментальное наблюдение таких процессов могло бы внести существенный вклад в разработку методики импульсной диагностики сред.

Следует отметить, что, несмотря на длительную историю разработки теории распространения коротких импульсов в дисперсионно-диссипативных средах, экспериментальных работ, посвященных этому вопросу, не так много. Это связано как с трудностями получения достаточно коротких импульсов, так и с ограниченным диапазоном расстояний, на которых можно наблюдать процесс диспергирования. Применительно к электромагнитным импульсам наблюдение их резонансного диспергирования началось только с освоением фемтосекундного диапазона частот, когда стало возможным создание ультракоротких импульсов, состоящих из нескольких осцилляций. Среди экспериментальных работ в этой области можно привести аналоговый эксперимент [14], а также измерение огибающей интенсивности коротких импульсов в работах [15, 16]. Однако о прямых экспериментальных исследованиях динамики столь коротких световых импульсов авторам неизвестно.

В работах [17, 18] получены результаты, демонстрирующие хорошее соответствие между теорией и экспериментом для динамики релаксации акустических импульсов в среде с экспоненциальной релаксацией. Существуют работы по распространению звука в средах с резонансными свойствами (см., например, [19, 20]). Однако экспериментальные наблюдения диспергирования коротких акустических импульсов в резонансных пузырьковых средах, по-видимому, отсутствуют.

Таким образом, целью настоящей работы является исследование возможности экспериментального наблюдения резонансного типа диспергирования ультракоротких акустических импульсов в пузырьковых средах. Это могло бы оказаться более удобным инструментом для проверки закономерностей диспергирования коротких импульсов по сравнению со световыми импульсами фемтосекундного диапазона.

В качестве исследуемых сред была взята взвесь микропузырьков воздуха диаметром 3–4.5 мкм в водном растворе NaCl (физиологический раствор). Исходная взвесь разводилась дистиллированной водой в соотношениях: 1/20, 1/30, 1/40, 1/80. Полученные концентрации позволяли проводить измерения на расстояниях 0.9–25 мм.

Для получения широкополосных акустических импульсов наносекундной длительности было использовано термооптическое возбуждение звука [21]. Излучение основной гармоники Nd-YAG лазера (длительность импульса τ_L = 14 нс, энергия в импульсе W = 10–250 мДж) направлялось через набор нейтральных светофильтров и систему формирования лазерного пучка на оптико-акустическую (ОА) ячейку с исследуемой средой. Система формирования лазерного пучка представляла собой набор рассеивателей и линз, позволяющих варьировать диаметр лазерного пучка на поверхности оптико-акустического генератора в широких пределах: от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Оптико-акустическая ячейка состояла из оптико-акустического генератора, широкополосного пьезоприемника, изготовленного из PVDF пленки толщиной 28 мкм и абсолютно откалиброванного в диапазоне 0.1–40 МГц, и кюветы из диафрагм различной толщины, заполненной исследуемой средой. Оптико-акустический генератор представлял собой светофильтр СЗС-22, нагруженный со стороны облучения кварцевым стеклом с таким же акустическим импедансом.

Фронт зондирующего ОА сигнала (рис. 1) повторял распределение тепловых источников в СЗС-22 (закон Бугера) и поэтому был экспоненциальным. Благодаря согласованности акустических импедансов СЗС-22 и кварцевого стекла, спад акустического сигнала обрывался ступенькой, размытой из-за ограниченности рабочей полосы частот приемника.

Акустические сигналы, прошедшие исследуемую среду различной толщины x от 0.9 до 10.2 мм, представлены на рис. 2 сплошными линиями. Для примера выбрана концентрация взвеси 1/40. При увеличении концентрации пузырьков эффект остается таким же, но расстояния его проявления становятся слишком малыми, что затрудняет проведение измерений. При уменьшении концентрации ситуация не меняется, но увеличиваются расстояния. Это приводит к заметному проявлению дифракции акустического пучка, существенно искажающей форму регистрируемого импульса. Из рисунков видно, что при увеличении толщины

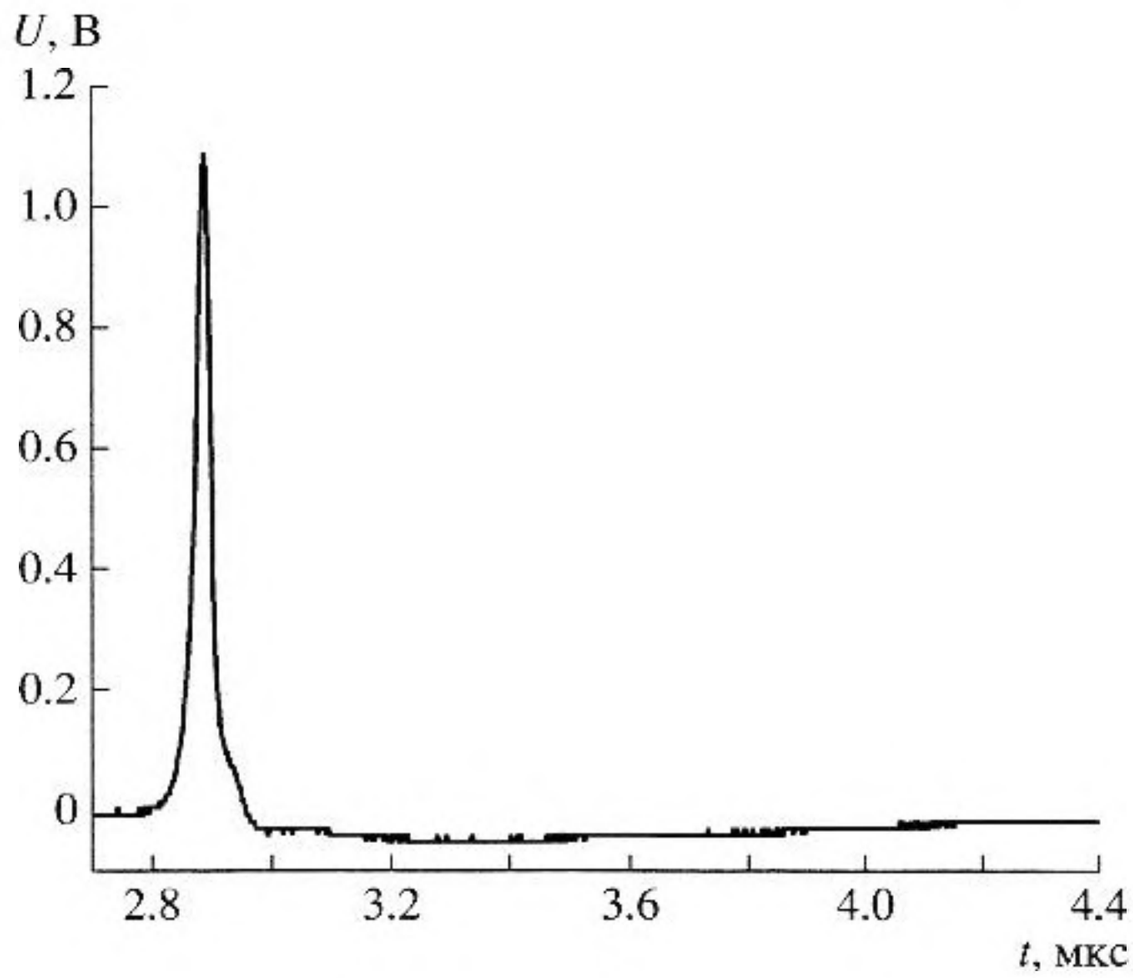

Рис. 1. Зондирующий оптико-акустический импульс, прошедший расстояние $x = 2.7$ мм в дистиллированной воде.

среды предвестник набирает число осцилляций. Затухание предвестника происходит существенно быстрее, чем низкочастотного тела импульса, как и в случае экспоненциальной релаксации с одним временем затухания.

Такое осциллирующее поведение короткого широкополосного акустического импульса в диспергирующей среде, по-видимому, экспериментально обнаружено впервые. Однако представляет большой интерес сравнить предсказания, даваемые теоретическими моделями [4], с обнаруженным экспериментальным фактом. Поскольку размеры пузырьков во взвеси были одинаковыми, можно было ожидать, что данная среда обладает одной собственной частотой и описывается в рамках обобщенной модели с одним процессом резонансной релаксации. Динамика диспергирования импульса, представленная на рис. 2, когда виден предвестник Зоммерфельда на переднем фронте импульса, а тело импульса практически не осциллирует, указывает на то, что в соответствии с введенной в [4, 12] классификацией областей параметров в плоскости ($\Omega\tau$, φ), эта динамика соответствует области 5 ($\pi/4 \le \varphi \le \pi/2$ и $0 \le \Omega\tau \le \sqrt{3}$). Соответственно динамика импульса в ней описывается функцией Грина [4]

$$I(x,t) = \frac{\exp\left[-\beta\cos\varphi - \left(1 + \frac{B}{|A|}\right)t'\right]}{\tau} \times$$

$$\times\left(\delta(t') - \sqrt{\frac{\beta|A|}{t'}}J_1(2\sqrt{\beta|A|t'})\theta(t') + \int_0^{t'} d\xi e^{-2\frac{B}{|A|}} \times \right. \quad (2)$$

$$\left. \times \sqrt{\frac{\beta C|A|}{\xi}} J_1(2\sqrt{C\xi(t'-\xi)})J_1(2\sqrt{\beta|A|(t'-\xi)})\right),$$

где введены обозначения: $\beta = \Delta\rho x/2\tau c_\infty$, $t' = (t - x/c_\infty)/\tau$, а коэффициенты A и B определяются выражениями:

$$A = (\cos\varphi - \Omega\tau\sin\varphi),$$

$$B = \Omega\tau(\sin\varphi + \Omega\tau\cos\varphi), \quad C = (B/A)^2 + (\Omega\tau)^2.$$

Первое слагаемое в (2) описывает упругий предвестник, который экспоненциально затухает с пройденным расстоянием по закону $\exp(-\beta\cos\varphi)$. Следует отметить, что для среды Лоренца $\varphi = \pi/2$ упругий предвестник, представляющий вклад предельно высоких частот, не затухает в полном соответствии с высокочастотным поведением коэффициента поглощения, который в этом случае стремится к нулю. Второе слагаемое (неинтегральное) в (2) при $A < 0$ соответствует предвестнику Зоммерфельда, третье (интегральное) описывает предвестник Бриллюэна – тело импульса [2, 5–8].

Приведенная выше функция Грина показывает, что скорость распространения упругого предвестника контролируется параметром c_∞, в то время как скорость распространения максимума предвестника Бриллюэна определяется параметром c_0. Зная расстояния, которые прошли импульсы в среде и определяя времена, соответствующие указанным особенностям профиля импульса, можно оценить как параметры c_∞ и c_0, так и Δ. При этом скорость распространения упругого предвестника удобно оценивать по профилям импульсов на расстояниях 0.9, 1.8 и 2.7 мм, где он доминирует. С другой стороны, скорость распространения низкочастотного тела сигнала необходимо оценивать на расстояниях 5.7, 8.4 и 10.2 мм, где оно заметно отделяется от упругого предвестника. Такие оценки, сделанные на основе экспериментально зарегистрированных сигналов (рис. 2, сплошные линии), дают:

$$\langle c_\infty^{ev}\rangle = 1327 \pm 28 \text{ м/с и } \langle c_0^{ev}\rangle = 1329 \pm 12 \text{ м/с}. \quad (3)$$

Полученные значения скоростей имеют достаточно большую погрешность, что, видимо, может объясняться несколькими факторами. Во-первых, при малых толщинах среды играют роль эффекты поверхностного натяжения жидкости. Пузырьки могут частично всплывать на поверхность раствора, уменьшая тем самым их общую концентрацию во взвеси. Во-вторых, на больших расстояниях форма предвестника Бриллюэна искажается за счет дифракции низкочастотных компонент сигнала и рассеяния звука на пузырьках.

Однако существует также фактор, имеющий в данной задаче фундаментальный характер. Дей-

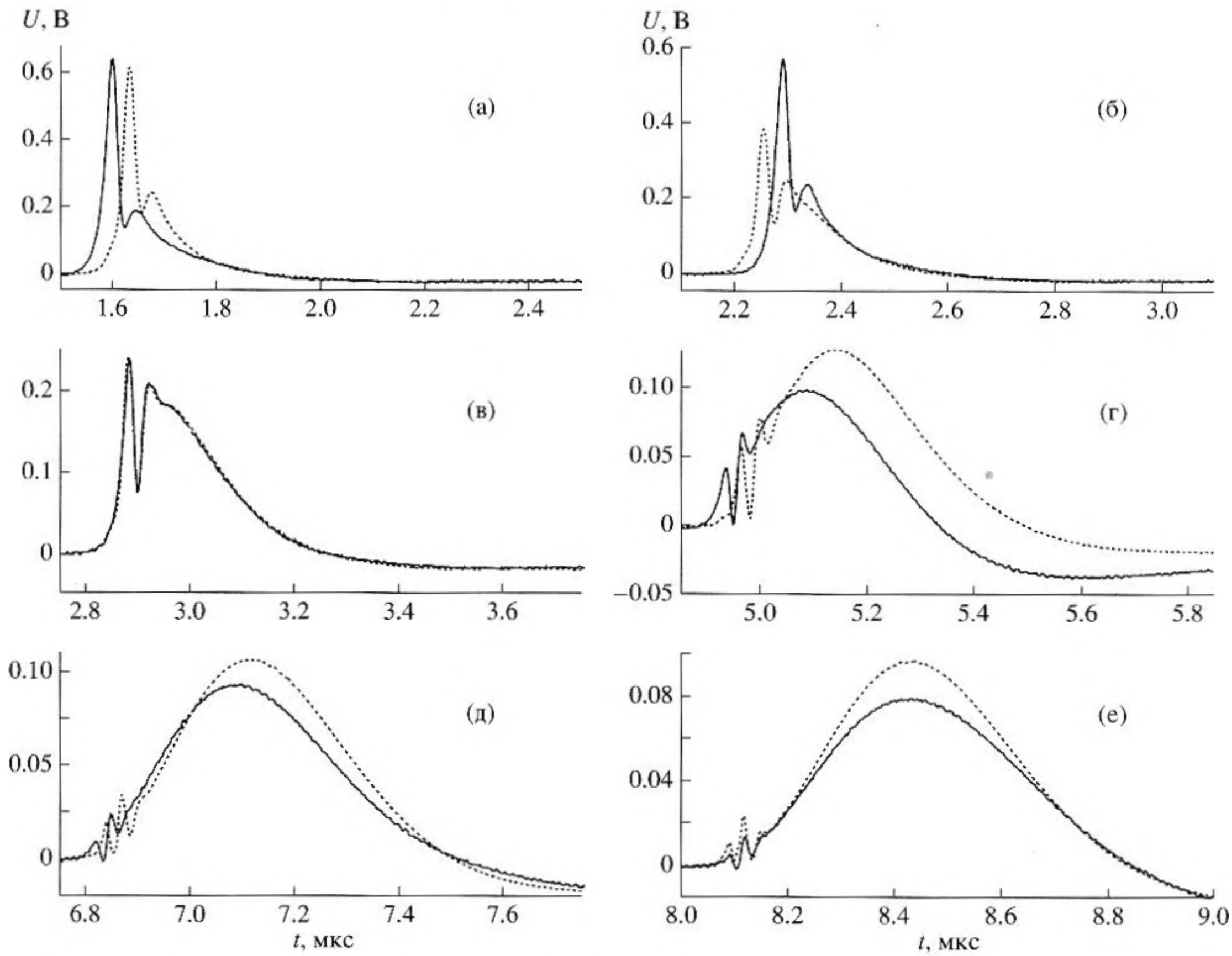

Рис. 2. Сравнение расчетных (штриховая линия) и экспериментальных (сплошная линия) профилей импульса, прошедшего различные расстояния в пузырьковой среде $x = 0.9$ мм – (а), 1.8 мм – (б), 2.7 мм – (в), 5.7 мм – (г), 8.4 мм – (д), 10.2 мм – (е). При расчетах использованы следующие единые для всех расстояний параметры среды: $c_\infty = 1436$ м/с, $c_0 = 1360$ м/с, $\Delta = 0.1$, $\tau = 2 \times 10^{-8}$ с, $\Omega\tau = 0.16$.

ствительно, согласно (2) упругий предвестник в среде с одним временем резонансной релаксации должен повторять форму зондирующего импульса и не осциллировать. Его осцилляции могут быть связаны только с наличием в сигнале предвестника Зоммерфельда, суперпозиция с которым и дает осцилляции на фронте экспериментальных сигналов.

Зарегистрированные профили сигналов по характерной ширине предвестника Бриллюэна, который при данной динамике формируется низкими частотами, позволяют оценить характерный масштаб времени релаксации $\tau^{ev} = 2 \times 10^{-8}$ с. Таким образом, на данном расстоянии x становится возможным оценить значение безразмерного расстояния $\beta = \Delta\rho x/2\tau c_\infty$, при фиксированном ρ. Скорость затухания предвестника Зоммерфельда относительно предвестника Бриллюэна, определяемая показателем экспоненты $\beta\cos\varphi$, позволяет подобрать значение угла инерционности, который в данном случае оказывается близок к $\pi/2$: $\varphi = 0.49999\pi$. Напомним, что при таком подборе для области 5 [4, 12] параметр $\Omega\tau$ может меняться в интервале от 0 до $\sqrt{3}$ и динамика отличается от модели Лоренца. Все вместе это позволяет определить область параметров в выражении (2), в окрестности которых проводилась дальнейшая аппроксимация экспериментальных профилей сигналов теоретически рассчитанными.

При расчетах функция Грина (2) сворачивалась с экспериментально измеренной функцией источника для дистиллированной воды (рис. 1), где можно считать, что релаксационные процессы отсутствуют. Полученные таким образом результаты показаны на рис. 2 штриховой линией.

Все теоретически рассчитанные профили сигналов, показанные на рис. 2, были получены при

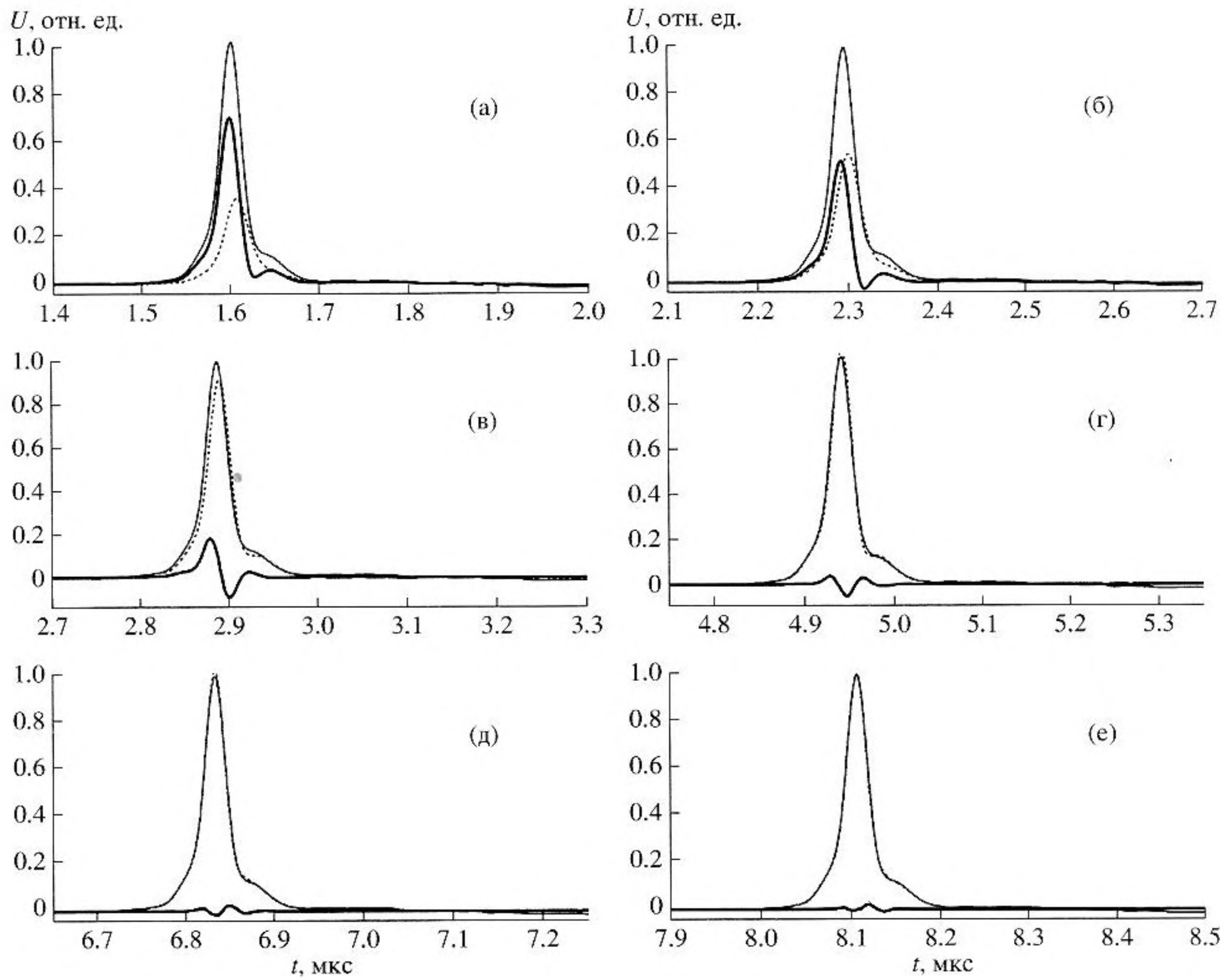

Рис. 3. Динамика вкладов упругого предвестника (сплошная тонкая линия) и предвестника Зоммерфельда (штриховая линия), а также их суммы в среде с резонансной релаксацией (сплошная толстая линия). Расстояния, пройденные импульсом в пузырьковой среде, соответствуют рис. 2.

следующих фиксированных параметрах: $c_\infty = 1436$ м/с, $c_0 = 1360$ м/с, $\Delta = 0.1$, $\tau = 2 \times 10^{-8}$ с, $\Omega\tau = 0.16$, $\varphi = 0.49999\pi$. Такие значения параметров наилучшим образом описывают всю совокупность импульсов на различных расстояниях. При этом параметры выбирались так, чтобы наиболее точно воспроизвести форму импульса на расстоянии 2.7 мм, где была известна экспериментальная функция источника (рис. 1). Из приведенных рисунков видно, что при выбранных параметрах среды расчетные профили воспроизводят экспериментальные, но на некоторых расстояниях отличаются от них временами прихода и небольшими амплитудными отклонениями. Эти расфазировки вполне укладываются в погрешности определения толщины среды $\Delta x = 50$ мкм, что соответствует ошибке определения времени прихода $\Delta t_0 \cong 35$ нс. Увеличенные, по сравнению с экспериментальными, амплитуды тела теоретически рассчитанных импульсов на больших расстояниях (5.7, 8.4, 10.2 мм) могут объясняться также влиянием дифракции.

Таким образом, можно констатировать, что предложенная в [4] теория не только качественно описывает динамику диспергирования импульса в среде с резонансным типом релаксации, но и дает хорошие количественные совпадения. Это позволяет нам на основе развитой теории проанализировать динамику различных вкладов, формирующих итоговый профиль импульса, – упругого предвестника, предвестника Зоммерфельда и предвестника Бриллюэна.

На рис. 3 в относительных единицах показаны вклады упругого предвестника (сплошная тонкая линия) и предвестника Зоммерфельда со знаком минус (штриховая линия), а также их сумма (сплошная толстая линия). Хорошо видно, что на небольших пройденных расстояниях преобладает вклад от упругого предвестника, что предопреде-

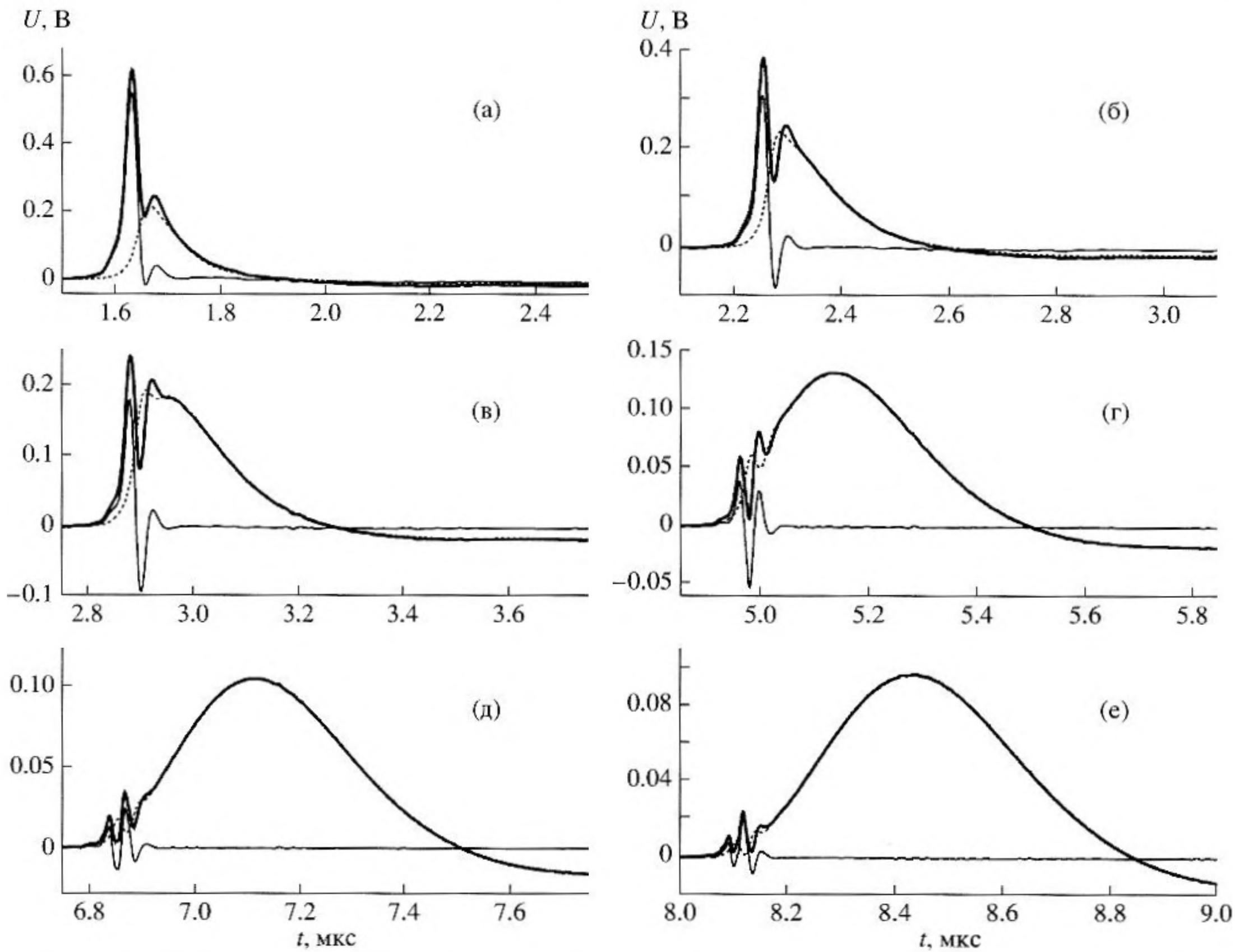

Рис. 4. Динамика вкладов предвестника Бриллюэна (штриховая линия) и суммарного вклада упругого предвестника и предвестника Зоммерфельда (сплошная тонкая линия) и их суммы (сплошная толстая линия). Расстояния, пройденные импульсом в пузырьковой среде, соответствуют рис. 2.

ляет экспоненциальную динамику его затухания. На больших же расстояниях вклады от упругого предвестника и предвестника Зоммерфельда начинают практически совпадать, приводя к значительному сокращению суммарного вклада и его осцилляции. Это важно, поскольку в ряде работ [5, 6] различие с экспериментом в амплитуде предвестника Зоммерфельда связывалось с особенностями начального импульса, например, с его гауссовой формой. Более того, восстановление вкладов отдельных предвестников позволяет более точно восстановить значения параметров c_0, c_∞ и Δ, в деталях понять картину диспергирования ультракороткого импульса в среде с резонансным типом релаксации и, что самое главное – отработать метод диагностики релаксирующих сред с использованием ОА методики [21] и развитой теории [4]. В этой связи заметим, что значения c_0, c_∞ и Δ, определенные по аппроксимации, отличаются от предварительных оценок (3), что действительно связано с суперпозицией вкладов упругого предвестника и предвестника Зоммерфельда.

На рис. 4 показано, как формируется итоговая форма импульса из вкладов предвестника Бриллюэна (основное тело импульса на больших расстояниях) и суммарного вклада упругого предвестника и предвестника Зоммерфельда.

Подведем некоторые итоги. Итак, в настоящей работе предложен лазерный оптико-акустический метод диагностики диспергирующих сред с резонансным типом релаксации. Впервые экспериментально исследована динамика распространения короткого широкополосного акустического импульса в резонансной среде с пузырьками газа. Показано, что развитая к настоящему времени теория распространения коротких импульсов в средах с обобщенной резонансной релаксацией позволяет воспроизводить динамику диспергирования короткого импульса. Совокуп-

ность полученных результатов подтверждает возможность определения релаксационных и резонансных параметров сред методами импульсной диагностики.

Авторы выражают благодарность В.Г. Андрееву за полезные обсуждения полученных результатов. Работа поддержана грантами РФФИ № 03-02-16934 и № 05-02-17670, а также грантом Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ Российской Федерации (грант № НШ-1583.2003.02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кельберт М.Я., Сазонов И.А.* Распространение импульсов в жидкостях. М.: Наука, 1991. 152 с.
2. *Oughstun K.E., Sherman G.C.* Electromagnetic Pulse Propagation in Casual Dielectrics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. 365 p.
3. *Максимов Г.А.* О возможностях импульсной акустодиагностики однородных релаксационных сред // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 4. С. 541–550.
4. *Максимов Г.А., Ларичев В.А.* Распространение короткого импульса в среде с резонансной релаксацией. Точное решение // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 5. С. 656–666.
5. *Oughstun K.E., Balictsis, C.M.* Gaussian Pulse Propagation in a Dispersive, Absorbing Dielectric // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. № 11. P. 2210–2213.
6. *Oughstun K.E., Balictsis C.M.* Generalized asymptotic description of the propagated field dynamics in Gaussian pulse propagation in a linear, causally dispersive medium // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. № 2. P. 1910–1921.
7. *Xiao H., Oughstun K.E.* Hybrid numerical asymptotic code for dispersive-pulse propagation calculations // J. Opt. Soc. Amer. A. 1998. V. 15. № 5. P. 1256–1267.
8. *Roberts T.M., Petropoulos P.G.* Asymptotics and energy estimates for electromagnetic pulses in dispersive media: addendum // J. Opt. Soc. Amer. A. 1999. V. 16. № 11. P. 2799–2800.
9. *Новик А., Берри Б.* Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат, 1975. 417 с.
10. *Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П.* Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 516 с.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 730 с.
12. *Ларичев В.А., Максимов Г.А.* О едином описании релаксационных и резонансных свойств акустических сред в рамках термодинамического подхода // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 814–822.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т.V. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука, 1995. 567 с.
14. *Pleshko P., Palocz I.* Experimental observation of Sommerfeld and Brillouin precursors in the microwave domain // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. № 22. P. 1201–1204.
15. *Rothenberg J.E., Grischkowsky D., Balant A.C.* Observation of the formation of the 0π pulse // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 53. № 6. P. 552–555.
16. *Varoquaux E., Williams G.A., Avenel O.* Pulse propagation in resonance medium: Application of sound waves in superfluid ^{3}He–B // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. № 11. P. 7617–7640.
17. *Андреев В.Г., Сапожников О.А., Тимофеев С.Т.* Эволюция акустического импульса в среде с релаксацией // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 2. С. 196–199.
18. *Зозуля П.В., Зозуля О.М.* Измерение моментов спектра времен релаксации жидкостей методом импульсной акустической спектроскопии // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 4. С. 476–480.
19. *Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.П.* Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1983. 238 с.
20. *Буланов В.А.* Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001. 280 с.
21. *Гусев В.Э., Карабутов А. А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.

Relaxation Dynamics of a Broadband Nanosecond Acoustic Pulse in a Bubbly Medium

A. A. Karabutov[a], V. A. Larichev[b], G. A. Maksimov[b], I. M. Pelivanov[a], and N. B. Podymova[a]

[a] *International Laser Center, Moscow State University, Vorob'evy gory, Moscow, 119992 Russia*
e-mail: pelivanov@ilc.edu.ru

[b] *Moscow Institute of Engineering Physics (State University), Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia*
e-mail: maximov@dpt39.mephi.ru

Abstract—The first experimental observation of the propagation dynamics of a short broadband acoustic pulse in a resonance medium with gas bubbles is carried out. The probing pulse is generated using the optoacoustic effect. It is shown that the theory of short pulse propagation in media with generalized resonance relaxation adequately and accurately describes the dynamics of short pulse dispersion. A possibility to determine the relaxation and resonance parameters of media by the pulsed testing technique is demonstrated.