

УДК 534.222

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОЙ САМОФОКУСИРОВКИ УЛЬТРАЗВУКА В ЖИДКОСТИ

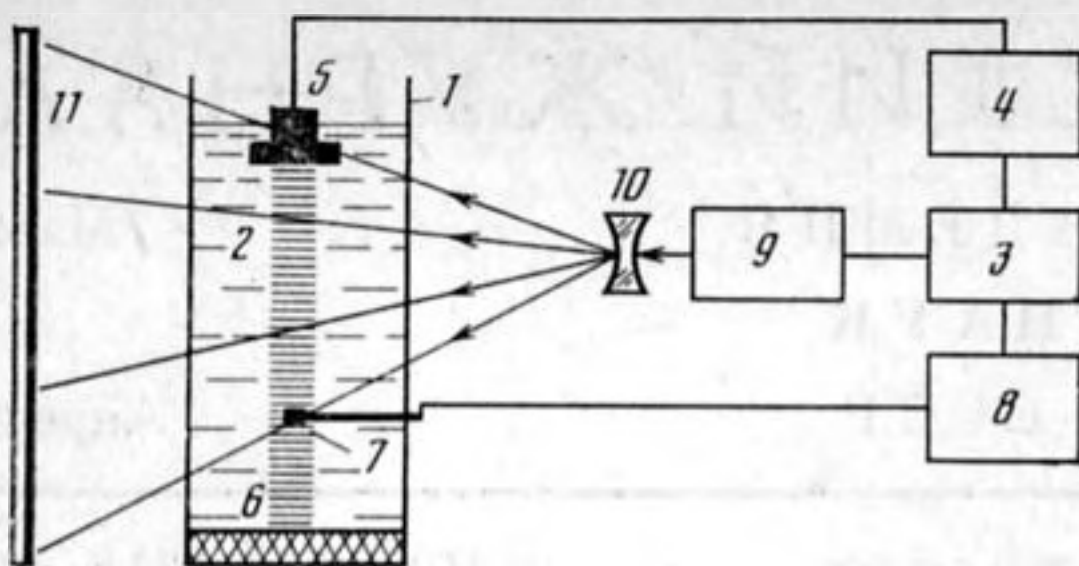
Армеев В. Ю., Карабутов А. А., Сапожников О. А.

Основным механизмом установления тепловой линзы при самофокусировке звука является конвекция, возникающая за счет акустических течений и архимедовых сил. При вертикальной геометрии пучка влияние конвекции ослаблено. Эксперименты выполнялись при вертикальной ориентации пучка в глицерине и трансформаторном масле. Наряду с акустическими измерениями проводилась регистрация теневой картины неоднородностей. Наблюдалось формирование двухвихревой структуры течения жидкости. Достигнуто увеличение интенсивности звука на оси более чем на порядок и сужение пучка в $2,5 \div 3$ раза. С течением времени наблюдается самопросветление среды.

Самофокусировка (дефокусировка) является одним из ярких проявлений самовоздействия волн в пучках. Для случая акустических волн в вязкой жидкости основным является тепловой механизм самовоздействия: поглощение звука приводит к нагреву среды в области пучка и, как следствие, к образованию тепловой линзы. Если скорость звука уменьшается с ростом температуры, а для большинства жидкостей это так, что происходит фокусировка. На возможность тепловой самофокусировки звука (ТСФЗ) впервые было указано в статье [2]. До недавнего времени все работы по ТСФЗ были теоретическими, причем их авторы исходили из аналогии с самофокусировкой света, подробно проанализированной в обзоре [3]. Ниже описаны эксперименты, показывающие, что такая аналогия не является полной.

Одна из особенностей ТСФЗ — специфический характер установления тепловой линзы. Здесь основным механизмом является не теплопроводность, а перемешивание жидкости гидродинамическими потоками — тепловая конвекция и «акустический ветер». Так, в первых экспериментах по ТСФЗ [4, 5] наблюдалось «всплывание» акустического пучка под действием конвекции. Ясно, что ТСФЗ выражена тем сильнее, чем более заторможены гидродинамические потоки. Оптимальной при этом является такая геометрия эксперимента, при которой звук распространяется сверху вниз. В этом случае архимедова сила и сила «акустического ветра» направлены противоположно.

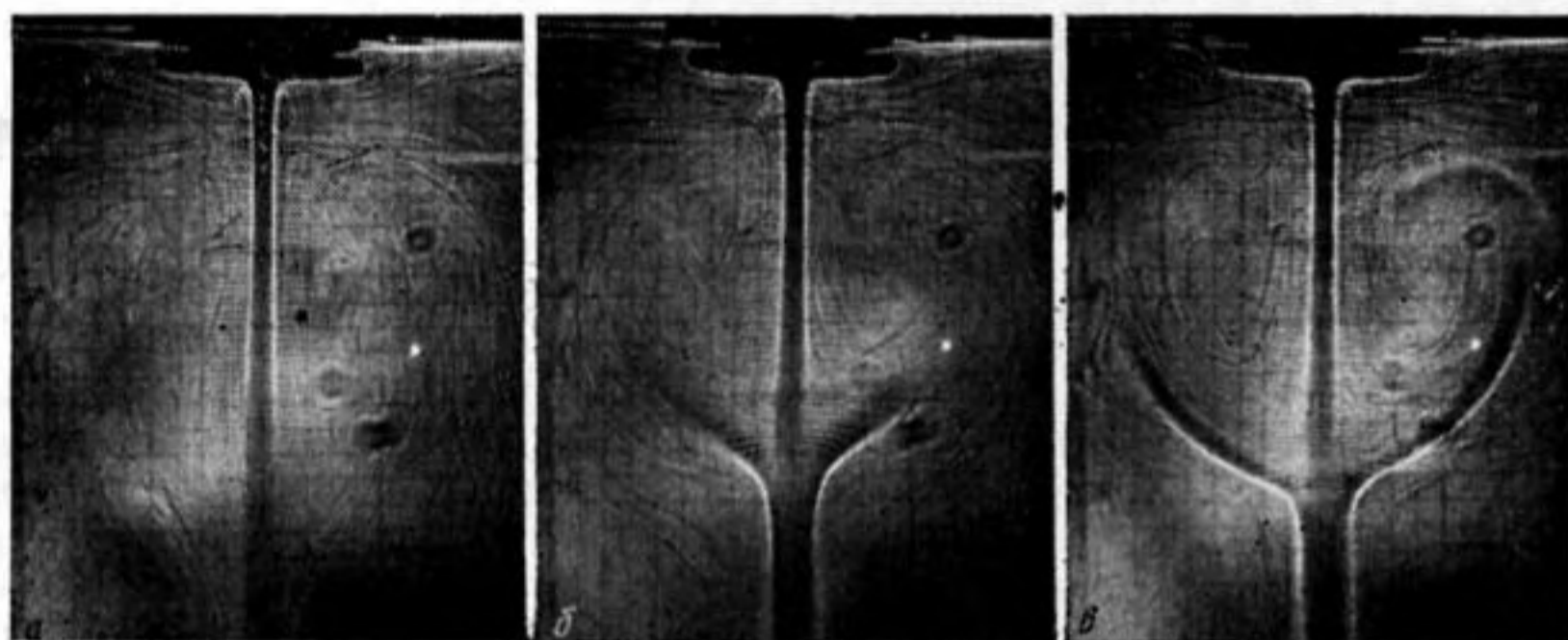
Схема установки по исследованию ТСФЗ приведена на фиг. 1. Кювета 1 размером $20 \times 25 \times 60$ см³ заполнялась глицерином 2. Напряжение частоты 1 МГц с задающего генератора 3 после усиления в блоке 4 поступало на излучатель 5. Последний представлял собой пластину из пьезокерамики ЦТС-19 диаметром 30 мм. Для уменьшения реверберации дно кюветы покрывалось плотной резиной 6. Акустическая волна регистрировалась гидрофоном 7 (пьезокерамический цилиндр диаметром 2 мм), который мог плавно перемещаться в продольном и поперечном направлениях. Сигнал с гидрофона поступал на осциллограф 8.



Фиг. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Фиг. 2. Изображения тепловой линзы, полученное теньевым методом. Время, прошедшее после включения излучения равно: *a* — 1 мин, *б* — 2 мин, *в* — 3 мин. Излучаемая мощность $W=28$ Вт

Фиг. 1



Фиг. 2

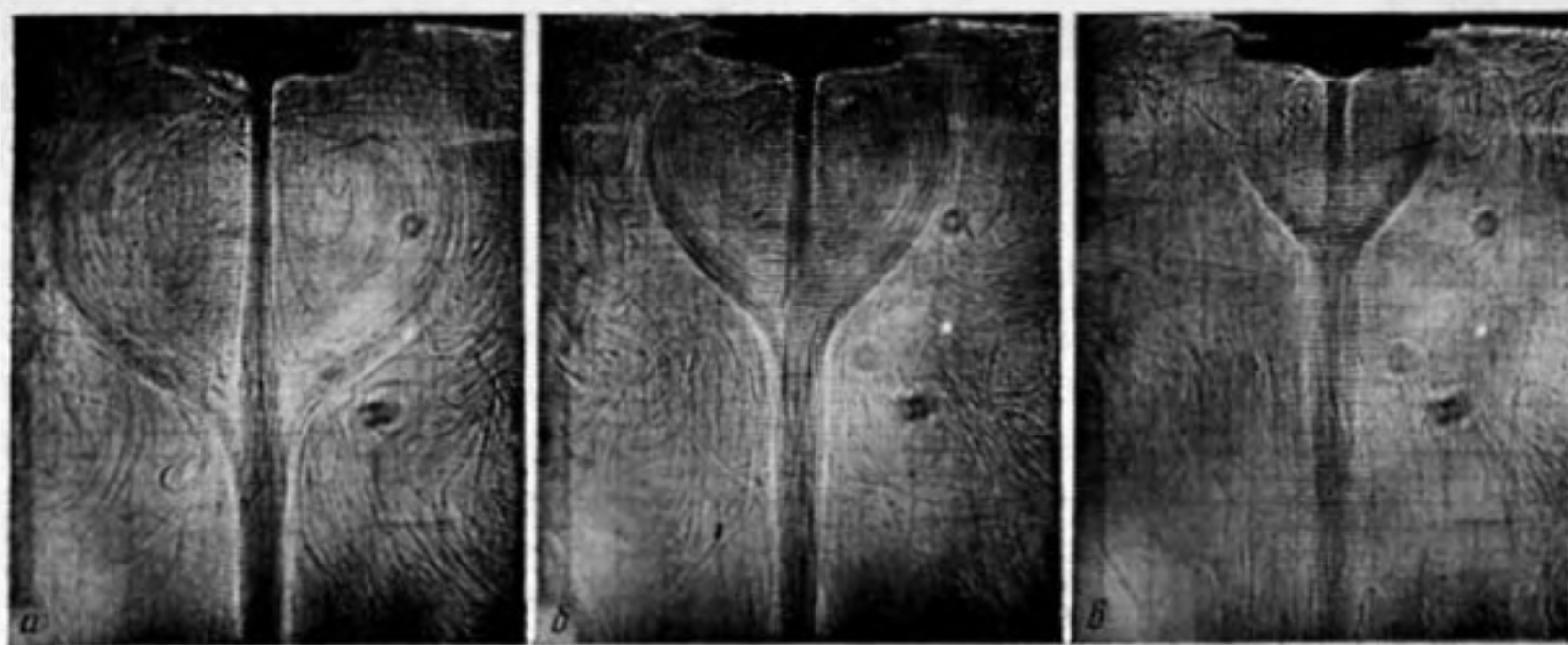
Наряду с прямыми измерениями проводилась визуализация звукового поля с помощью излучения импульсного лазера 9 с длиной световой волны 0,53 мкм, длительностью импульса 10 нс и частотой повторения 1—10 Гц. Этим светом после его дефокусировки линзой 10 освещалась кювета, а на экране 11 наблюдалась теневая картина. Чтобы изображения волновых фронтов звуковой волны на экране 11 были неподвижны, вспышки от лазера 9 были синхронизованы с генератором 3. Нужно отметить, что

теневая картина образуется в результате отклонения световых лучей на всем участке оптического пути поперек звукового пучка. Искривление световых лучей вызывается неоднородностями показателя преломления, обусловленными влиянием приращений как давления, так и температуры. Поэтому на основе теневой картины затруднительно судить о выпрямлении волновых фронтов звуковой волны при ТСФЗ. Этого недостатка лишены прямые измерения фазы волны [4]. Теневая картина, однако, позволяет отчетливо наблюдать нагрев среды звуковым пучком [6].

На фиг. 2 приведены характерные теневые картины, наблюдавшиеся в эксперименте. Полосы в области пучка являются изображениями волновых фронтов. Темные места соответствуют областям с большей температурой. Видно, что жидкость нагревается не только в приосевой области — нагретая область имеет форму «рюмки». Такая картина вызвана конкуренцией «акустического ветра» и тепловой конвекции.

Фиг. 3. Схема линий тока жидкости при установившейся тепловой линзе

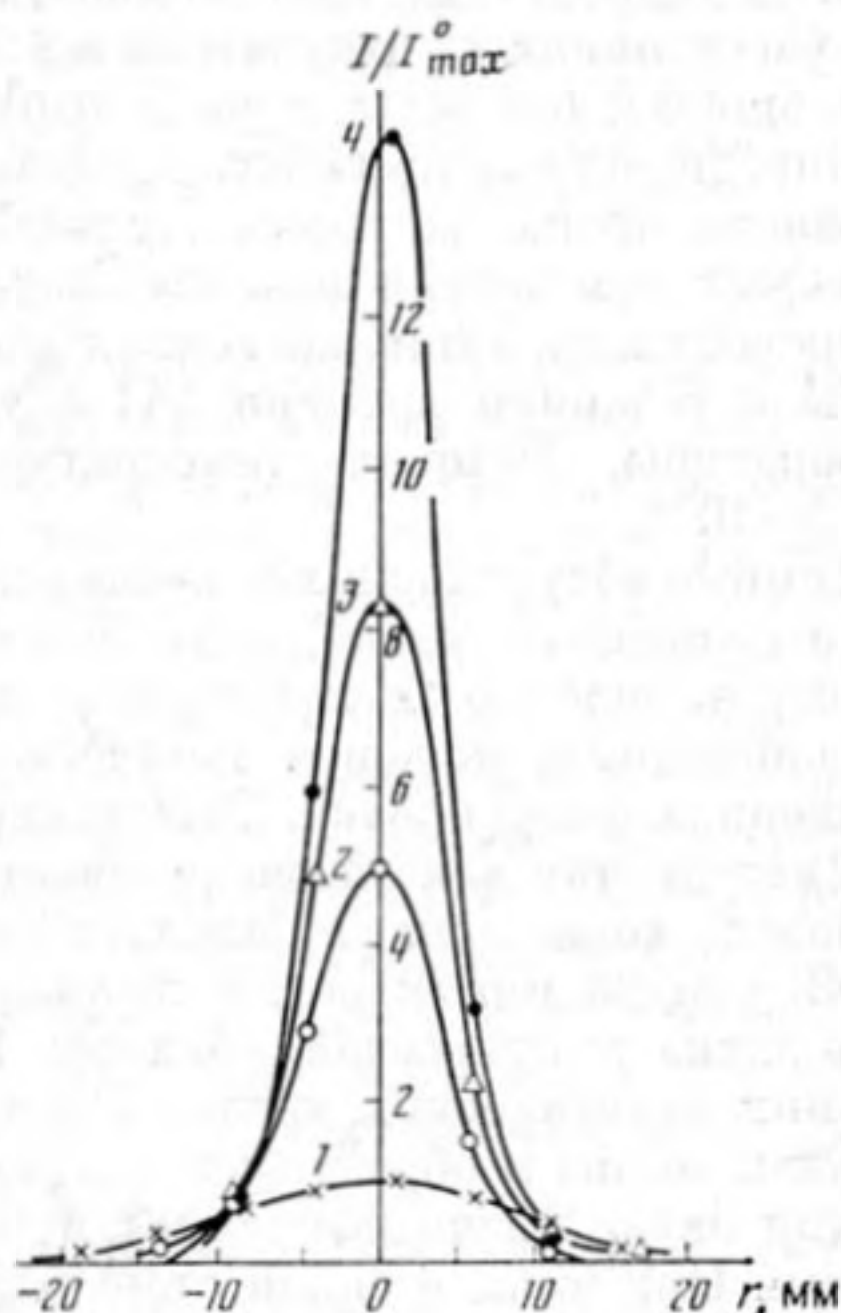
На фиг. 3 схематически изображена картина линий тока в плоскости, проходящей через ось пучка; эта картина подтверждается движением мелких частиц, помещенных в исследуемую жид-



Фиг. 4

Фиг. 4. Изображение тепловой линзы при различных значениях мощности излучения: *a* — $W=24$ Вт, *б* — $W=15$ Вт, *в* — $W=9$ Вт. Время после включения излучения равно 5 мин

Фиг. 5. Поперечное распределение интенсивности звука в пучке. *I* соответствует времени 0 с после включения, 2 — 30 с, 3 — 60 с, 4 — 180 с. Излучаемая мощность 60 Вт. I_{\max}^0 — максимальная интенсивность в момент включения



Фиг. 5

кость. Возникающие потоки образуют два аксиально-симметричных торроидальных вихря, вращающихся в разных направлениях. Внутренний вихрь образуется в области, где «акустический ветер» сильнее тепловой конвекции. Внешний вихрь обусловлен, напротив, преобладанием тепловой конвекции. Граница между вихрями — «стенки рюмки» — является более нагретой по сравнению с другими участками, так как вдоль нее расположены линии тока, проходящие через приосевую область. На некотором расстоянии от излучателя $x_{кр}$ на оси пучка существует точка застоя жидкости, где среда неподвижна — здесь сравниваются силы «ветра» и тепловой конвекции. Теоретические оценки дают: $x_{кр} = (2\alpha)^{-1} \ln [(W/W_0) / \ln(1+W/W_0)]$, где α — коэффициент поглощения звука, W — излучаемая мощность и W_0 — некоторая характерная мощность, зависящая известным образом от параметров среды и пучка. Видно, что с увеличением мощности звука точка застоя должна отодвигаться от излучателя. Это подтверждается экспериментально (см. фиг. 4), размер внутреннего вихря с увеличением излучаемой мощности растет.

Подчеркнем, что сам факт существования точки застоя говорит о том, что при выбранной геометрии жидкость действительно наиболее заторможена, и можно ожидать заметного эффекта ТСФЗ. На фиг. 5 приведены результаты измерений поперечного распределения интенсивности звука в различные моменты времени. Последовательность измерений была следующей. Фиксировалось положение гидрофона и измерялся его сигнал

в различные последовательные моменты времени после включения излучателя. После этого излучатель отключался, жидкость тщательно перемешивалась и отстаивалась некоторое время для выравнивания температуры. Гидрофон с помощью координатного устройства смещался поперек пучка на заданное расстояние и вновь фиксировался. Затем все измерения повторялись и т. д. Из фиг. 5 видно, что в результате самовоздействия интенсивность на оси сильно возрастает. Причем хотя интенсивность на оси возрастает более чем на порядок, площадь поперечного сечения уменьшается всего в 4÷5 раз. Тогда как при «чистой» самофокусировке эти величины должны совпадать. Это вызвано уменьшением поглощения звука вблизи оси из-за нагрева глицерина, вязкость которого быстро падает с ростом температуры [1]. Таким образом, наряду с ТСФЗ имеет место «акустическое самопросветление» (этот эффект наблюдался также в работе [7]). Степень возрастания интенсивности на оси пучка измерялась на различных расстояниях от излучателя и в пределах точности измерений (~20%) была одной и той же, т. е. явно выраженный фокус не наблюдался.

Определенную трудность представляет прямое измерение температуры в области пучка: во-первых, ультразвук влияет на датчик температуры, во-вторых, сам датчик искажает акустическое поле. Поэтому в эксперименте проводилась лишь косвенная оценка нагрева среды по сдвигу фазы волны с течением времени [4] с учетом зависимости скорости звука от температуры. Прирост температуры в приосевой области не превышал 5÷10°.

Помимо обсуждавшихся выше особенностей ТСФЗ, необходимо отметить еще и некоторые другие. Акустические излучатели характеризуются сильной изрезанностью звукового поля в ближней зоне. Здесь выделяется значительная доля звуковой мощности, но не происходит сколь-нибудь существенная фокусировка. Дефокусирующее влияние оказывает «акустический ветер», так как он увеличивает скорость звука вблизи оси пучка [8]. Тепловая конвекция в используемой геометрии, напротив, усиливает ТСФЗ — гидродинамический поток, направленный вверх, уменьшает скорость звука в приосевой области. Новые черты ТСФЗ появляются при больших акустических числах Рейнольдса, когда существенно искажение профиля волны и образуются ударные фронты. В этом случае диссипация энергии звука резко возрастает и нагрев среды становится более эффективным. При этом, с одной стороны, ТСФЗ выражена еще сильнее, с другой — протекает совсем не так, как в случае линейного поглощения.

Таким образом, самофокусировке звука присущ ряд особенностей, делающих ее непохожей на аналогичное явление в оптике.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Ю. Т. Тимофееву за помощь в обработке результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976.
2. Аскаръян Г. А. Самофокусировка и дефокусировка ультра- и гиперзвука // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. № 4. С. 144–147.
3. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // Успехи физ. наук. 1967. Т. 3. № 1. С. 19–70.
4. Андреев В. Г., Карабутов А. А., Руденко О. В., Сапожников О. А. Наблюдение самофокусировки звука // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 9. С. 381–384.
5. Андреев В. Г., Карабутов А. А., Руденко О. В., Сапожников О. А. Экспериментальные исследования эффектов самовоздействия мощных акустических волн // Проблемы нелинейной акустодиагностики. Таллин: Валгус, 1986. С. 111–118.
6. Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф. Наблюдение теплового самовоздействия звукового пучка в жидкости // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 4. С. 148–150.
7. Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф. Самовоздействие звукового пучка в жидкости с большой вязкостью // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 1. С. 138–139.
8. Заболотская Е. А. Дефокусировка звуковых пучков за счет акустического течения // Акуст. журн. 1976. Т. 22. № 2. С. 222–226.

УДК 534.26

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ И СРЕДЫ С ЛИНЕЙНЫМ ПРОФИЛЕМ СКОРОСТИ

Ашм Н. Ю.

Рассматривается отражение и преломление акустических импульсов на плоской границе раздела однородной среды и среды, в которой скорость звука линейно зависит от координаты. Источник может быть расположен как в той, так и в другой среде. В одномерной задаче для отраженного и прошедшего полей найдено точное решение. Исследованы асимптотики полей вблизи и вдали от фронта волны.

Задачи об отражении и преломлении звуковых волн на границе раздела однородной и неоднородной сред представляют большой интерес в акустике, сейсмике, разведке полезных ископаемых и т. п. Они подробно исследовались при различном характере зависимости показателя преломления от координаты, но только для гармонического сигнала [1]. Между тем импульсный случай имеет не меньшее практическое значение, поскольку решение для него, являясь функцией Грина, сильно упрощает отыскание отраженного и прошедшего полей, создаваемых источником с произвольным характером изменения во времени. Действительно, свертка функции Грина и функции распределения во времени источника представляет собой интеграл от произведения действительных функций на конечном интервале и вычисляется значительно легче, чем интеграл от произведения комплексных функций при бесконечных пределах, что имеет место, когда спектр источника сворачивают с выражением для поля гармонического сигнала.

В безграничной среде с постоянным градиентом скорости звука известны функции Грина для плоского, линейного и точечного источников [2]. Однако, насколько известно, вопрос об отражении и преломлении акустического импульса на границе раздела однородной среды и среды, имеющей линейный профиль скорости по z , пока еще не рассматривался. Пусть

$$c(z) = c_0 + \alpha z, \quad \alpha > 0. \quad (1)$$

В отличие от гармонического случая решение импульсной задачи позволяет судить о свойствах исследуемой неоднородной среды вблизи границы раздела, даже если профиль скорости не линейный, а представляет собой некоторую функцию $c(z)$. Это возможно, поскольку импульс в фиксированный момент времени локализован в узкой области пространства. Следовательно, отраженное поле в небольшом интервале времени сразу после начала отражения определяется свойствами только того участка среды, который пройден импульсом за это время. Таким образом, в малом слое неоднородной среды вблизи границы $c(z)$ можно разложить в ряд по степеням z .

Если оставить первые два члена разложения

$$c(z) = c|_{z=0} + \left. \frac{dc}{dz} \right|_{z=0} z,$$

причем выполняется условие

$$\left(\left. \frac{dc}{dz} \right|_{z=0} \right)^2 \gg \left| \left(c \left. \frac{d^2c}{dz^2} \right|_{z=0} \right) \right|,$$