

534.2:530.182

АКУСТИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Ф. В. Бункин, Ю. А. Кравцов, Г. А. Ляхов

| СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	391
2. Параметрические явления в акустике	393
2.1. Параметрическое усиление в жидкости с пузырьками газа	393
2.2. Параметрические антенны	393
2.3. Параметрическое усиление в твердых телах	394
2.4. Электроакустическое эхо	394
3. Эффекты самовоздействия	395
3.1. Самофокусировка и самодефокусировка звуковых пучков	395
3.2. Эффекты самовоздействия звука в пузырьковой среде	396
3.3. Самофокусировка звука на границах раздела сред	397
3.4. Самопросветление вязкой жидкости в звуковом поле	398
4. Вынужденные рассеяния звука (ВРЗ)	398
4.1. Вынужденное комбинационное рассеяние звука на пузырьках воздуха в жидкости	399
4.2. Вынужденное температурное рассеяние звука и вынужденное рассеяние звука на акустическом течении	399
4.3. Специфические механизмы ВРЗ	400
4.4. Возможные применения ВРЗ	401
5. Обращение волнового фронта (ОВФ) в акустике	401
5.1. Механизмы ОВФ в оптике и радиотехнике	401
5.2. Четырехволновые механизмы ОВФ в акустике	402
5.3. ОВФ звука на поверхностных волнах	404
5.4. Параметрический механизм ОВФ в акустике	405
5.5. Возможные применения систем ОВФ в акустике	406
6. Активная акустическая спектроскопия	406
6.1. Активная спектроскопия пузырьков	506
6.2. Вынужденное комбинационное рассеяние на одиночных пузырьках	407
7. Заключение	407
Список литературы	408

1. ВВЕДЕНИЕ

Порядок слов в названии нашей статьи прямо говорит о ее акустической направленности — речь будет идти в основном о тех нелинейных волновых эффектах, которые хорошо известны, хотя и не имеют долгой истории, в оптике и с которыми связываются вполне определенные акустические надежды. И, как практически любая обзорная работа из двух этих разделов физики, наша не может обойтись без упоминания — и отнюдь не формального! — имени Рема Викторовича Хохлова. Это вдвойне верно, коль скоро изучаются связи нелинейной оптики и акустики, ведь именно Рем Викторович установил физически содержательные различия между ними и уже этим — мы уверены! — сообщил дополнительный импульс исследованиям в каждом из названных разделов. Ему же принадлежат первые работы, явно использующие силу оптико-акустических аналогий. В нашем обзоре мы используем

как эти конкретные работы, так и те основы физики нелинейных волн, которые заложены в трудах Р. В. Хохлова.

Нелинейная акустика родилась значительно раньше нелинейной оптики — достаточно напомнить о трудах Рэлея на рубеже XIX и XX веков. Однако нелинейная оптика, еще не отметившая свое двадцатипятилетие, быстро затмила нелинейную акустику и по богатству новых идей, и по числу приложений. В ее активе — параметрическое преобразование и генерация гармоник света, вынужденные рассеяния света (ВКР, ВРМБ, ВТР, ВРКР), активная спектроскопия, различные виды самовоздействия, в том числе самофокусировка, самодефокусировка, обращение волнового фронта. Акустика высоких интенсивностей имеет куда более скромные достижения, особенно в прикладном отношении: генерация гармоник в жидкостях и твердых телах, методы нелинейной (комбинационной) спектроскопии пузырьков, параметрическое преобразование высокочастотных звуковых колебаний в низкочастотные (параметрические антенны), самопросветление пузырьковой среды¹⁻⁹.

Основная причина определенного «неуспеха» нелинейной акустики понята уже давно: она заключается в отсутствии дисперсии звука практически во всех средах и на всех частотах, на которых поглощение на длине волны λ еще мало: $\delta\lambda \ll 1$ (δ — коэффициент поглощения). Отсутствие же дисперсии приводит в сильных звуковых полях к образованию ударных волн, в которых энергия непрерывно перекачивается в высшие гармоники. Колебания высоких частот сильно поглощаются ($\delta \sim \omega^2$), в результате энергия волны быстро диссипируется жидкостью.

Существуют ли средства воспрепятствовать перекачке энергии на высокие частоты? Один из способов предусматривает искусственное создание дисперсии скорости звука, которая нарушила бы синхронное распространение гармоник и тем самым ослабила бы диссипацию. Можно, например, поместить жидкость в волновод и воспользоваться волноводной дисперсией¹⁰. Она, однако, резко выражена только в волноводах с поперечным сечением в несколько длин волн. Ясно, что в таких узких трубах трудно наблюдать явления, развивающиеся по фронту волны, так что этот способ нельзя признать универсальным.

Искусственную дисперсию можно создать введением в жидкость пузырьков воздуха¹¹; при этом в силу хорошей сжимаемости воздуха заметно увеличивается и нелинейность среды. На этом примере точнее раскрывается причина относительной бедности нелинейной акустики: фоновый спектр обычных конденсированных сред не имеет сильных резонансов в диапазоне ниже 10—100 ГГц. Следствие этого — отсутствие хотя бы плавной дисперсии (в оптике ее обеспечивают крылья сильных линий поглощения, лежащих в ИК и УФ областях спектра) и собственных механизмов комбинационного рассеяния звука. Пузырьковые резонансы в жидкости — единственный пока целенаправленно обсуждаемый аналог комбинационно активных мод оптического диапазона. В то же время возможности здесь далеко не исчерпаны; перспективным, хотя и не сулящим быстрого успеха, представляется обращение к звукоиндуцированным структурным изменениям, например, в ассоциированным растворам.

Жидкость с пузырьками газа служит частным примером системы, в которой звук взаимодействует с «незвуковой» модой (в данном случае — механической); общие идеи использования тех или иных видов движения, обеспечивающих дисперсию, для отстройки от «нежелательных» волн были обсуждены в цикле работ^{11,12} и в¹³. Для нелинейной акустики системы такого рода представляют интерес, если характерная длина $l_{нл}$ нарастания нелинейного взаимодействия звука с «незвуком» меньше длины l_p образования разрывов (ударных волн):

$$l_{нл} < l_p. \quad (1.4)$$

В этом случае нелинейное взаимодействие разовьется быстрее, чем сформируется ударная волна, в которой происходит быстрая диссипация энергии.

Учитывая, что успехи нелинейной оптики тоже в значительной мере опираются на взаимодействие света с «несветовыми» модами (достаточно упомянуть стрикционные, температурные и ориентационные механизмы самовоздействия, а также все виды вынужденных рассеяний света), в поисках наиболее эффективных акустических взаимодействий несомненно полезно обратиться к акустическим аналогам известных оптических нелинейных явлений. Некоторые аналоги такого рода частично уже обсуждались (см. ¹⁶, а также раздел 4, посвященный вынужденным рассеяниям звука, и раздел 5, наделенный на вопросы обращения волнового фронта в акустике), но в целом они еще не служили предметом целенаправленного анализа.

Ниже мы и намереваемся обсудить плодотворные, на наш взгляд, нелинейные оптико-акустические аналогии, чтобы привлечь дополнительное внимание специалистов к перспективным направлениям нелинейной акустики. Приводимый перечень аналогий между оптическими и акустическими нелинейными явлениями не является, очевидно, исчерпывающим. В частности, за рамками обзора остались исследования по нелинейным эффектам в поверхностных акустических волнах, по неустойчивостям, вызываемым мощным звуковым полем на границах раздела жидкостей и в жидкостях со сдвиговыми течениями, по взаимодействию звука с турбулентностью и поверхностными гидродинамическими волнами, по эффектам отрицательного поглощения в пламени и химических реакциях («акустические лазеры»). Тем не менее, описанные аналогии, на наш взгляд, доказывают существование больших резервов развития нелинейной акустики.

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АКУСТИКЕ

Вместе с ударными волнами, наблюдение которых в оптике пока остается несбывшейся мечтой (наиболее продвинутые оценки см. в ¹⁵), параметрические преобразования входят в тот круг нелинейных волновых явлений, в теоретическом исследовании которых акустика опередила оптику. Имея перед собой целью описание нелинейных акустических эффектов, «индуцированных» оптическими аналогиями, мы будем здесь кратки. Параметрическое преобразование как механизм обращения волнового фронта к тому же обсуждено в разделе 5.

2.1. Параметрическое усиление в жидкости с пузырьками газа

Добавление в жидкость пузырьков газа приводит к появлению дисперсии звука, одновременно увеличивая степень нелинейности среды, и раскачка ее звуковыми колебаниями с частотой 2ω , близкой к удвоенной частоте собственных колебаний пузырька, может обеспечить условия для усиления и генерации колебаний с частотой ω ^{6,12}. Однако здесь имеются два фактора, которые трудно преодолеть в эксперименте: разброс пузырьков по размерам, который ослабляет дисперсию звука, и дополнительное поглощение в них. В итоге наблюдение параметрического усиления — и тем более параметрической генерации — оказывается трудно осуществимой задачей для большинства жидкостей, включая воду. Фактически преодолеть порог параметрической генерации в пузырьковой среде удалось только при искусственном введении водноводной дисперсии ^{14,16-18}.

2.2. Параметрические антенны

В основе их действия лежат эффекты модуляции звука звуком и рассеяния звука на звуке ^{19,20}. Параметрические антенны, созданные сначала у нас в стране, используются для направленного излучения и приема низкочастотных звуковых колебаний, возбуждаемых в жидкости в результате нелинейного взаимодействия высокочастотных колебаний. Так, при возбуждении

акустического излучателя мощными колебаниями с близкими частотами ω_1 и ω_2 в жидкости формируется низкочастотный (с частотой $\Omega = \omega_1 - \omega_2 \ll \omega_{1,2}$) протяженный источник, который имеет высокую направленность и действует как антенна бегущей волны. Приемная параметрическая антенна фактически воспринимает не сам низкочастотный сигнал, а колебания с высокими комбинационными частотами $\omega_1 \pm \Omega$, рождающиеся при взаимодействии сигнала с мощной накачкой (частота ω_1).

Главный недостаток параметрических антенн — их низкая эффективность, что присуще процессам понижения частоты (согласно соотношениям Мэнли — Роу, в этом случае коэффициент преобразования ограничен отношением Ω/ω_1). Несмотря на невысокий КПД параметрические антенны нашли, однако, применение в гидроакустике⁵. В последнее время ищутся пути повышения к.п.д., — например, введением в жидкость пузырьков воздуха или возбуждением воздушных полостей в них²¹⁻²³. Расчет строится на увеличении нелинейности в газо-жидкостной среде в сравнении с однородной жидкостью.

2.3. Параметрическое усиление звука в твердых телах

Здесь параметрические эффекты реализуются в нескольких схемах. Прежде всего, это усиление в поле ультразвуковой накачки (оно уже наблюдалось в кристаллах окиси магния²⁴). Механизмом усиления звука может служить взаимодействие со спиновыми волнами^{25,26}.

Один из механизмов параметрического возбуждения звука электромагнитным полем — вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). В этом случае накачка с частотой ω_n порождает в жидкости попутную акустическую волну с частотой Ω , а назад рассеивается электромагнитная волна с частотой $\omega_n - \Omega$ ^{27,28}. Легче всего ВРМБ реализуется в световом диапазоне волн, но нельзя исключать возможность ВРМБ при СВЧ накачке²⁹.

Другая возможность реализуется в пьезополупроводниках через усиление акустической волны электрическим током за счет взаимодействия звука с дрейфующими электронами. Результаты опытов такого рода с CdS^{30,31} были первой успешной демонстрацией параметрического усиления в акустике, и, кстати, это один из редких случаев, когда акустика не слишком отстала от оптики — первые параметрические генераторы света создавались примерно в то же время (см. обзор³²); их эффективности, однако, в акустических аналогах пока не достигнуто. Отметим, что в пьезополупроводниках низок и порог ВРМБ^{33,34}.

Феноменологически близким к ВРМБ является стимулированное акустооптическое взаимодействие в кристаллах посредством фотоупругих эффектов (теория —^{35,36}, эксперимент —^{37,38}).

Еще один параметрический механизм, связанный с нелинейным пьезоэффектом, предложен в³⁹ и реализован в⁴⁰. В пьезополупроводниках параметрическое возбуждение за счет нелинейного пьезоэффекта имеет, как и в случае ВРМБ, более низкий порог⁴¹.

2.4. Электроакустическое эхо

Явление нелинейного эха, наблюдаемого в плазме^{42,43}, в спиновых системах⁴⁴, в нелинейных оптических средах⁴⁵, обнаружено и в акустике⁸. Наиболее изучено двухимпульсное электроакустическое эхо в пьезоэлектриках. Внешний эффект выражается в том, что второй электрический высокочастотный импульс, поданный на пьезоэлектрик через время t после первого, спустя тот же интервал t порождает эхо-импульс. Причина его появления — параметрическое взаимодействие второй гармоники зондирующего импульса с «хвостом» первого, который диссипирует по объему образца за время, большее

т. Параметрическое эхо в пьезоэлектриках интенсивно исследовалось многими авторами ⁴⁶⁻⁴⁸; возможность наблюдения его обсуждена и для пузырьковых сред ⁴⁹⁻⁵². Существенна тесная связь двухимпульсного эха ⁵³ с явлением обращения волнового фронта (см. раздел 5).

Приведенный перечень дополняют параметрические взаимодействия звука с поверхностными волнами ⁵⁴⁻⁵⁵; в этих работах речь идет о качественно другом объекте (рассмотрено параметрическое рассеяние на морской поверхности) и гораздо более низкочастотном диапазоне.

3. ЭФФЕКТЫ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

3.1. Самофокусировка и самодефокусировка звуковых пучков

Исследования этих эффектов в акустике имеют два основных аспекта. Один из них — это установление предельных возможностей передачи звуковой энергии в толстые слои жидкости или газа — в особенности для целей акустического зондирования. Другой связан с кинетикой разрушения вещества; речь здесь может идти не только о кавитации и химической диссоциации, но и о новых физических процессах — как в аналогичной оптической задаче. Сама возможность самофокусировки звука была указана в ⁵⁶; теория и эксперимент по наблюдению теплового самовоздействия звука в кристаллах CdS описаны в ^{57,58}. Характер самовоздействия звука в жидкостях в сильной степени определяют, как показано в ⁵⁹, легко возбуждаемые в них акустические течения, и собственно самофокусировка звукового пучка наблюдается в довольно узкой области параметров излучения и среды ⁶⁰.

Феноменологически механизм тепловой, для определенности, самофокусировки звуковых пучков полностью аналогичен механизму тепловой самофокусировки света. Поглощение звука ведет к росту температуры в области, занятой звуковым пучком, а так как в большинстве жидкостей скорость звука уменьшается (т. е. показатель преломления растет) при повышении температуры пучок сжимается к оси благодаря полному внутреннему отражению от собственных краев. В воде фокусировка возможна только при температуре $T > 74^\circ\text{C}$; при $T \leq 74^\circ\text{C}$ производная скорости звука по температуре dc/dT положительна и должна происходить самодефокусировка ⁶¹.

Температурный механизм самофокусировки всегда ослабляется (или даже подавляется) дефокусирующими течениями, возбуждаемыми звуковыми пучками в поглощающей жидкости ⁶². Такие течения увеличивают скорость звука в приосевой части пучка и тем самым способствуют выносу акустических колебаний на его периферию. Нелинейные изменения скорости звука в том и в другом механизме пропорциональны коэффициенту поглощения; их относительный вклад, однако, определяется и недиссипативными параметрами ⁵⁹. В пределе длинных импульсов (длительность звукового импульса $\tau > \rho a^2/\eta$, $a^2 \rho C_p/\kappa$; a — радиус пучка, η , κ — коэффициенты сдвиговой вязкости и теплопроводности, ρ — плотность жидкости, C_p — удельная изобарическая теплоемкость) тенденция к самофокусировке преобладает, если $|\partial \ln c/\partial T| > \kappa/\eta c^2$. Для самофокусировки коротких импульсов (с ограничениями противоположного смысла для τ) необходимо условие $|\partial \ln c/\partial T| > C_p/c^2$; оно выполняется во многих жидкостях.

Образование ударной волны, а также перегрев жидкости (и связанные с перегревом изменения внутреннего состояния) в результате поглощения мощного звука — еще два конкурирующих с самофокусировкой процесса. Здесь нельзя говорить о подавлении эффекта; речь идет только о трудно контролируемых искажениях параметров звукового пучка, которые вносят эти процессы. Кроме того, удастся найти область параметров, в которой они незаметны на фоне самосжатия. Образование ударной волны в эксперименте по наблюдению самофокусировки практически исключается ($l_{cf} < l_p$), если

длительность импульса

$$\tau > \tau_p = C_D (\varepsilon \omega a)^2 \left| \frac{\partial \ln c^2}{\partial T} \right|^{-1} \delta^{-1} c^{-5}, \quad (3.1)$$

ε — коэффициент упругой нелинейности. Это ограничение вполне понятно: образование разрыва определяется интенсивностью звука ($l_p \sim I^{-1/2}$), в то время как длина самофокусировки — энергией ($l_{c\phi} \sim (a^2 \tau I)^{-1/2}$). Величина τ_p в обычных жидкостях $\sim 0,1 - 1$ с, т. е. условие (3.1) также выполнимо.

Самый опасный при наблюдении самофокусировки процесс — это вызываемая звуком конвекция; она ограничивает τ сверху

$$\tau < \tau_k = \eta \left| \frac{\partial \ln c^2}{\partial T} \right| \frac{a}{g \alpha \rho \lambda^2} \quad (3.2)$$

(g — ускорение свободного падения, α — коэффициент теплового расширения), и, по сути, запрещает самофокусировку длинных импульсов. Вместе с этим повышается требуемая мощность звукового источника, так как пороговая энергия, при которой фокусное расстояние нелинейной линзы сравнивается с дифракционной длиной ($\sim a^2/\lambda$)

$$W_{\Pi} = (0,61)^2 \pi \rho C_D \lambda^2 \cdot \frac{1}{8} \left| \frac{\partial \ln c^2}{\partial T} \right|^{-1} \delta^{-1}, \quad (3.3)$$

должна быть вложена за время, меньшее τ_k . Все условия, необходимые для наблюдения самофокусировки, удаётся выполнить. Впервые тепловая самофокусировка в жидкости наблюдалась в эксперименте⁶⁰ в бензоле от источника ультразвука на частоте 2 МГц с мощностью ~ 15 Вт при $W_{\Pi} \simeq 4$ Дж. Оптическая регистрация эффекта (метод «теневого» поля) позволяла непосредственно наблюдать и конвекционное размытие пучка, начинавшееся, в согласии с оценками, при $\tau \gtrsim 2$ с. По-видимому, в¹¹⁰ наблюдалась нелинейная рефракция. Среди специфических механизмов самофокусировки звука достоин быть отмеченным концентрационный: поперечный градиент давления в звуковом пучке создает избыток более «акустически плотной» компоненты раствора, скорость звука в присоединенной части уменьшается, т. е. формируется распределенная акустическая линза. Особенно интересен этот механизм в расслаивающихся бинарных растворах в предкритических условиях⁶³. Требования к источнику мощного звука для реализации этого механизма, вообще говоря, более жесткие, чем для теплового. Приближение к критической точке расслоения, однако, во-первых, реально на несколько порядков понижает пороговый уровень энергии, во-вторых, количественные измерения эффекта здесь содержат прямую информацию о величине важного кинетического параметра — подвижности \tilde{L} , так как в нестационарном режиме пороговая плотность энергии

$$\frac{W_{\Pi}}{\pi a^2} = \frac{(0,61 \rho \lambda c)^2}{8 \tilde{L} (\partial c / \partial n) \partial \ln(\rho c) / \partial n}, \quad (3.4)$$

n — концентрация одной из компонент раствора. Величина \tilde{L} к настоящему времени непосредственно оценена в единственном оптическом эксперименте⁶⁴, представляющем собой, кстати, точный аналог только что описанного.

3.2. Эффекты самовоздействия звука в пузырьковой среде

В ней изучен прежде всего резонансный механизм самовоздействия, обусловленный нелинейностью колебаний пузырька⁶⁵. Его оптический аналог — самофокусировка либо дефокусировка (в зависимости от знака частотной отстройки от резонанса) при резонансном поглощении света двухуровневой системой — практически всегда малозаметен на фоне сильных «плоско-волновых» эффектов типа светопрозрачной самопрозрачности и т. п.⁶⁶. Наблюдение самовоздействия звука в пузырьковой среде сталкивается с подобными же трудностями, и здесь необходим детальный сравнительный ана-

лиз многих конкурирующих нелинейных процессов. Эту аналогию естественно продолжает эффект смещения резонансной частоты осциллятора (пузырька) пропорционально интенсивности звуковых колебаний (в оптике — высокочастотный эффект Штарка). Оценки показывают, что смещение может достигать заметной доли ширины резонансной линии при умеренных накачках ($I \sim 0,1 \text{ Вт/см}^2$)⁶⁷⁻⁶⁹. Если разброс пузырьков по размерам достаточно мал, вблизи резонанса «штарковское» смещение резонансной частоты может привести к изменению скорости звука в пузырьковой среде и тем самым — к фокусировке или дефокусировке звукового пучка. Ожидается также, что пузырьковая среда с узким распределением пузырьков по размерам будет обладать свойством бистабильности.

Эффект самопросветления пузырьковой среды под действием интенсивной звуковой волны уже экспериментально обнаружен⁷⁰. Он проявляется в уменьшении поглощения звука с ростом интенсивности, но детали механизма до конца еще не выяснены. Самопросветление связывается с образованием пузырьковых кластеров и слиянием пузырьков под действием притягивающей силы Бьеркнеса — с последующим уходом собственной частоты пузырьков из резонанса с акустической частотой⁷¹ (см. также⁵³).

Наряду с самовоздействием в жидкости с заданным распределением пузырьков для звука возможен и более общий процесс — со звукоиндуцированным изменением этого распределения. В самом радикальном его варианте это кавитационный механизм^{72,73}: в области кавитации звук замедляется, следовательно, снова образуется собирающая акустическая линза. Экспериментально кавитационная самофокусировка наблюдалась в⁷⁴.

3.3. Самофокусировка звука на границах раздела сред

Предложение о возможности самофокусировки звукового пучка на границе раздела двух сред было высказано в⁵⁶ применительно к тепловому меха-

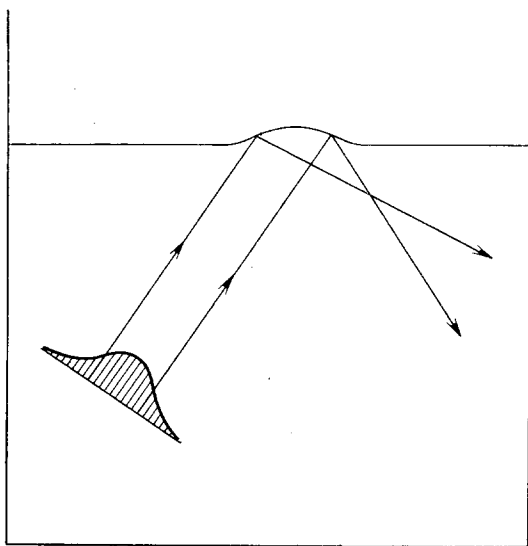


Рис. 1. Самофокусировка звукового пучка на границе раздела двух сред

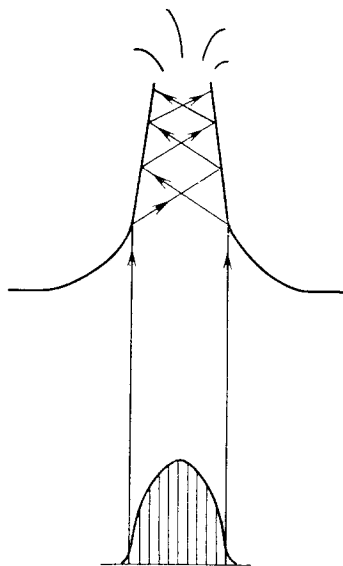


Рис. 2. Самоконцентрация звукового пучка на границе раздела двух сред

низму для твердотельной поверхности (см. также^{72,75}). Подобный эффект должен непосредственно наблюдаться также на границе жидкости⁷⁶, которая выгибается под действием радиационного давления звука (рис. 1). Первые же

эксперименты, выполненные с водой, подтвердили это предположение ⁷⁷. Самофокусировка звука с частотой $\nu = 1,5$ МГц наблюдалась при $a = 0,5$ см, $I \sim 1$ Вт/см², при этом поверхность воды выгибалась вверх на несколько миллиметров. При превышении определенного критического значения мощности наблюдалось одновременно явление, которое естественно назвать самоконцентрацией звука. При наблюдении этого эффекта лучи, отражаясь от вздутой поверхности жидкости, устремляются вверх, образуя фонтанчик на вершине вздутия (рис. 2).

3.4. Самопросветление вязкой жидкости в звуковом поле

Проведенный в ⁶⁰ эксперимент показал, что в жидкости с большой вязкостью (глицерин) самофокусировку ультразвукового пучка сопровождает эффект самопросветления — с увеличением введенной в нее звуковой энергии увеличивается эффективная глубина проникновения звука в толщу жидкости. Если быть буквально точным, причиной самопросветления глицерина является не столько сама по себе большая вязкость, сколько сильная температурная дисперсия коэффициента поглощения: в глицерине при нормальных условиях $d \ln \delta / dT = -0,07$ K⁻¹ и длина поглощения при звуковой энергии порядка джоуля увеличивается на десятки процентов ⁶⁰. Однако фактически и величина вязкости, и коэффициент поглощения, и их температурная дисперсия одновременно резко изменяются в той области температур, для которой характерны качественные изменения структуры ближнего (а, может быть, и дальнего) порядка в жидкости (так называемая релаксационная область).

Плодотворность оптико-акустической аналогии здесь не ограничивается только указанием на возможность эффекта просветления в акустике. Его величину в оптике ⁶⁶ определяют параметры двухуровневой системы (а именно, вблизи от резонанса с переходом между парой атомных или молекулярных уровней эффект самый сильный), такие как равновесная населенность уровней, вероятность светоиндуцированного перехода между уровнями, ширина линии перехода. Аналогичное рассмотрение акустического самопросветления должно дать по результатам экспериментов типа ⁶⁰ при температурах, более близких к области релаксации (для глицерина это температуры $\leq 10^\circ$ C), новые сведения о кинетике межмолекулярных связей. В особенно важном случае жидкой воды, например, представляется адекватной картина с парой размытых уровней, один из которых отвечает молекулам воды, вступившим в водородную связь, другой — разрывам водородной связи.

4. ВЫНУЖДЕННЫЕ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА (ВРЗ)

Все виды вынужденного рассеяния света обусловлены взаимодействием электромагнитных волн с теми или иными «несветовыми» движениями в среде. Такими движениями могут служить гиперзвуковые волны (вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна — ВРМБ), внутримолекулярные колебания (вынужденное комбинационное рассеяние — ВКР), тепловые волны (вынужденное температурное рассеяние — ВТР). В реальных поглощающих средах вынужденное рассеяние является пороговым: экспоненциальный рост спонтанных колебаний начинается лишь за счет взаимодействия с достаточно энергичной накачкой ^{27,28}.

Акустическое поле тоже способно вступать во взаимодействие с собственными движениями среды. Список партнеров акустической накачки потенциально даже более длинный, чем в оптике, так как он включает мед-

ленные гидродинамические движения, которые «охотно» взаимодействуют со звуком, но слабо — со светом. Первые предположения наблюдать ВРЗ относились к границе раздела воздух — жидкость⁷⁸; ниже мы обсудим объемные варианты ВРЗ.

4.1. Вынужденное комбинационное рассеяние звука (ВКРЗ) на пузырьках воздуха в жидкости

Схема вынужденного комбинационного рассеяния звуковых волн на воздушных пузырьках^{79, 80} практически полностью воспроизводит схему ВКР света на молекулах, если оставаться в рамках классической (неквантовой) интерпретации. Если в жидкости, содержащей пузырьки с собственной частотой Ω_0 , распространяется акустическая волна накачки p_1 с частотой ω_1 , тогда при наличии слабой спонтанной стоковой компоненты p_s с частотой $\omega_s = \omega_1 - \Omega$ (где $\Omega/\Omega_0 < 1 \pm Q^{-1}$, Q — добротность пузырька) происходит возбуждение колебаний пузырьков на частоте Ω , близкой к резонансной частоте Ω_0 . Рассеяние волны накачки на колеблющихся пузырьках приводит, в свою очередь, к усилению стоковой компоненты и, если обеспечить положительную обратную связь, к генерации звука на стоковой частоте.

Показатель g усиления стоковой компоненты определяется концентрацией n пузырьков, их восприимчивостью ϵ к давлению, коэффициентом $f = \Omega_0/Q$ затухания и коэффициентами нелинейности α и β колебаний пузырька:

$$g = \frac{c p n \omega_s \chi^2 \epsilon^3 |p_1|^2}{2 (\Omega_0^2 - \omega_1^2)^2 (\Omega_0^2 - \omega_s^2) \Omega_0 f} - \delta; \quad (4.1)$$

$\chi = \alpha - \beta (\omega_1^2 + \omega_s^2 - \omega_1 \omega_s)$. Из (4.1) следует, что коэффициент g становится положительным, если интенсивность накачки превышает пороговое значение $I_{\text{пн}}$. Для пузырьков с резонансной частотой $\Omega_0/2\pi = 20$ кГц, имеющих объемную концентрацию $n v_0 = 10^{-5}$ при $\omega_1 = 1,5 \Omega_0$, $\omega_s = 0,5 \Omega_0$ пороговая интенсивность накачки в воде $\sim 10^{-2}$ Вт/см². При $I_1 \gg I_{\text{пн}}$ из (4.1) следует оценка $g \sim 0,3 I_1 \text{ см}^{-1}$ (I_1 — в Вт/см²).

4.2. Вынужденное температурное рассеяние звука (ВТРЗ) и вынужденное рассеяние звука на акустическом течении (ВРАТ)

Во введении уже было отмечено, что ВРЗ на пузырьках — это единственный механизм, обеспечивающий рассеяние звука (до частот 10–100 МГц) в жидкости с большим сдвигом частоты (его оптический аналог — рассеяние комбинационного типа). Что же касается рассеяний рэлеевского типа, когда сдвиг частоты порядка ширины линии рассеяния, то акустика предоставляет более широкие возможности, чем оптика: рассеяние звука на гидродинамических модах, например, не имеет оптических аналогов (в отсутствие свободных зарядов в среде).

Универсальные, т. е. действующие в любой жидкости, механизмы ВРЗ выявляет анализ основной системы гидродинамических уравнений, включающей уравнение неразрывности, уравнение баланса сил (Навье — Стокса) и уравнение теплопроводности. Соответствующее этой системе дисперсионное уравнение имеет пять решений (уравнение Навье — Стокса — векторное), два из которых отвечают звуковым модам со взаимно противоположными направлениями распространения. Три другие моды — диффузионного типа; им соответствует три возможных вида ВРЗ в однородной вязкой жидкости. Возможность наблюдения первого из них — ВР на вихревой моде — обсуж-

далась в ⁸¹. Оценки, проведенные в этой работе, показали, что это скорее газовый эффект — в жидкостях пороги его наблюдения высоки.

В основе явления ВТРЗ ⁸² — это второй вид ВР звука рэлеевского типа — лежит тот же простой механизм, что и для вынужденного температурного рассеяния света. В обоих случаях волна накачки и рассеянная волна нагревают среду, создавая в ней температурную решетку, которая и ответственна за рассеяние.

Жидкости, в которых может наблюдаться ВТРЗ, должны удовлетворять довольно жестким требованиям (см. ⁸²). С одной стороны, необходима большая вязкость — только при этом условии поглощение звука вызовет температурные неоднородности достаточной глубины. С другой стороны, теплопроводность должна быть слабой, чтобы возникшие вариации температуры не успевали быстро сглаживаться. Кроме того, должно выполняться общее исходное требование, чтобы длина развития вынужденного рассеяния $l_{вр}$ не превышала l_p и характерные масштабы конвекции (ср. раздел 3.1).

Последний вид ВР в однородных жидкостях — это вынужденное рассеяние звука на продольных акустических течениях (ВРАТ) ⁸³. В этом случае рассеяние происходит на вариациях скорости акустического течения, возникающего под действием сильной накачки. На высоких частотах ВРАТ развивается раньше, чем ВТРЗ, так как импульс $k = \omega/c$, переданный среде поглощенным фононом, тем больше, чем больше частота; напротив, на низких частотах превалирует температурное рассеяние. Граничная частота ω_r , на которой оба эффекта сравниваются по величине, определяется равенством пороговых интенсивностей накачки

$$\begin{aligned} I(\text{ВТРЗ}) &= 8\kappa\omega \left(c \left| \frac{\partial \ln c^2}{\partial T} \right| \right)^{-1}, \\ I(\text{ВРАТ}) &= 4\eta c^2 \delta. \end{aligned} \quad (4.2)$$

При классическом механизме поглощения ($\delta \sim \omega^2$)

$$\omega_r \approx \kappa r \left(\eta^2 \left| \frac{\partial \ln c^2}{\partial T} \right| \right)^{-1}. \quad (4.3)$$

Для слабо вязких жидкостей (вода, бензол) граничная частота превышает 1 ГГц, для гораздо более вязкого глицерина $\omega_r/2\pi \approx 100$ кГц.

Для ВТРЗ и ВРАТ характерен импульсный режим усиления, так как с течением времени теплопроводность и вязкая диффузия сглаживают звукоиндуцированные вариации температуры и скорости акустического течения. Типичные временные интервалы составляют 10^{-3} с на частоте 1 МГц.

4.3. Специфические механизмы ВРЗ

Прежде всего укажем на возможность концентрационного ВРЗ в растворах, в которых происходят химические реакции. Модуляция концентрации реагирующих веществ может быть вызвана зависимостью скорости химической реакции от интенсивности звука (например, через тепловые эффекты). Весьма перспективным может оказаться ВРЗ в газовых средах с экзотермическими реакциями, например, в пламени: здесь малые изменения температуры в поле встречных волн накачки и рассеянного сигнала могут привести к сильным изменениям скорости горения и концентрации горючей компоненты.

Разновидность концентрационного механизма реализуется при ВРЗ в жидкости со взвешенными частицами. В этом случае совокупное поле накачки и рассеянного сигнала производит группировку взвешенных частиц, например, за счет радиационного воздействия. Этот механизм («диффузионный»); в названии подчеркивается роль диффузии как тенденции, противодействующей группировке частиц) был предложен в ⁸⁴ и — в отличие от всех предыдущих механизмов ВРЗ — уже реализован в лаборатории. Здесь на-

блюдается очень низкий порог генерации: около 1 Вт/см^2 при 1%-ной концентрации взвешенных частиц.

Интересны возможности, предоставляемые расслаивающимися растворами. Пороги концентрационного ВРЗ в таких растворах ⁸⁵ становятся реально достижимыми лишь в непосредственной близости к критической точке; эта трудность должна окупиться высокой информативностью эффекта — выходные характеристики его определяются критическими параметрами (функции смешиваемости, кинетическая подвижность), трудно доступными термостатическим методикам измерения.

4.4. Возможные применения ВРЗ

Как и в оптике, основной областью использования эффектов вынужденного рассеяния служит спектроскопия, в данном случае акустическая спектроскопия жидкостей. ВКРЗ, например, дает информацию непосредственно о параметрах пузырьков — об их концентрации и собственных частотах, о функции распределения пузырьков по размерам. Исследование ВРЗ в жидкости со взвешенными частицами позволяет получить сведения о коэффициенте диффузии частиц. Спектроскопия ВРЗ представляется полезной и в исследовании микропроцессов при фазовых переходах в жидкости.

По оценкам ⁸²⁻⁸⁵ наблюдение ВРЗ является непростой задачей; впрочем, и в оптике эксперименты по измерению характеристик ВР рэлеевского типа относятся к числу трудных. Помимо отмеченных жестких требований к накачке, есть еще и проблемы регистрации, существенные из-за малости частотного сдвига. Здесь требуется поэтому оптимизация геометрии эксперимента; в частности, несомненные выгоды имеет схема с поперечной накачкой (рассеяние на 90°) ⁸⁶. В ней, во-первых, ниже фоновый вклад накачки; во-вторых, использование цилиндрической фокусировки накачки позволяет практически без уменьшения инкремента исключить эффект образования разрыва — волна накачки проходит только тонкий слой жидкости, занятой перетяжкой пучка. Наконец, здесь естественно использование резонатора, понижающего порог эффекта.

5. ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В АКУСТИКЕ

5.1. Механизм ОВФ в оптике и радио технике

Обращенной принято называть волну, которая отличается от падающей только направлением распространения. Формально это выражается изменением знака фазы комплексной амплитуды A_s сигнальной волны. Если первичное поле представлено в виде

$$P_s(r, t) = |A_s(r)| \exp[iS_s(r) - i\omega t], \quad (5.1)$$

то для обращенной волны имеем (непосредственно вблизи устройства ОВФ)

$$P_c(r, t) = K |A_s(r)| \exp[-iS_s(r) - i\omega t], \quad (5.2)$$

где K — коэффициент усиления.

Важное свойство обращенной волны состоит в том, что она фокусируется в ту же точку, где расположен источник первичной волны. В однородной среде это свойство представляется очевидным, но оно сохраняется и в неоднородной среде. Именно поэтому устройства ОВФ представляют большой практический интерес.

Они получили распространение примерно 10 лет тому назад после того, как были реализованы в оптике, хотя в радиотехнических системах их использовали (в качестве адаптивных приемно-излучающих антенн), уже начиная

с 60-х годов. Перечислим кратко основные методы обращения волнового фронта, предложенные в оптике и радиотехнике.

В радиотехнических системах сигнал с обращенной фазой синтезируется в каждом приемно-излучающем элементе; суммарное поле от всех элементов и образует обращенную волну. Здесь применяются и параметрические преобразователи с небольшим смещением частоты, и даже цифровые устройства.

В оптике предложено несколько механизмов ОВФ^{87, 88}. Четырехволновый механизм предполагает использование двух встречных волн накачки, которые при взаимодействии с сигнальной волной в нелинейной среде порождают обращенную волну. Этот механизм ценен тем, что он не обладает порогом и может обеспечить усиление обращенной волны⁸⁹. Врожденным случаем четырехволнового механизма служит схема обращения, использующая не объемные, а поверхностные нелинейные эффекты^{90, 91}.

В трехволновом механизме обращение достигается за счет параметрического преобразования сигнала (это дает сопряжение по фазе) с принудительным изменением направления распространения при помощи внешних зеркал. Этот механизм тоже дает усиление, но имеет существенный недостаток — обращение происходит в довольно узком секторе углов.

Способностью обращать волновой фронт обладают также системы, использующие вынужденное рассеяние. Такие системы являются пороговыми и не обеспечивают усиление обращенной волны, но зато они отличаются простотой, надежностью и способны выдерживать высокие мощности⁸⁸. Имеются и другие предложения, например, использовать нелинейные среды с периодически меняющимися параметрами⁹², но они еще не реализованы экспериментально.

С точки зрения общих принципов возможность реализации ОВФ в акустике не вызывает сомнений, так как это — общееволновое явление, и возникает лишь вопрос: как именно осуществить ОВФ в акустике? Наиболее очевидный способ — использование приемов, развитых в радиотехнике, так как после преобразования звукового сигнала в электрический все задачи акустики решаются средствами радиоэлектроники. Менее тривиальны акустические аналоги нелинейных оптических методов^{93, 94}. Наибольший интерес представляет четырехволновый механизм ОВФ, способный обращать волну с усилением, а также поверхностный механизм — в силу его легкой реализуемости.

5.2. Четырехволновые механизмы ОВФ в акустике

Взаимодействие двух звуковых волн накачки p_1 и p_2 с сигнальной звуковой волной p_s в нелинейной среде приводит к появлению четвертой волны p_c (рис. 3). Ее появление качественно может быть пояснено так. Сигнальная волна p_s вместе с волной p_1 образует интерференционную картину, которая модулирует скорость звука $c(\mathbf{r})$ в нелинейной среде или, что то же самое, коэффициент преломления $n(\mathbf{r}) = c_0/c(\mathbf{r})$. В результате возникает объемная дифракционная решетка, которая рассеивает встречную волну накачки p_2 , что и приводит к появлению обращенной волны p_c .

Это качественное объяснение может быть изложено также при помощи понятий, заимствованных из голографии: волны p_1 и p_s записывают объемную голограмму, а волна p_2 считывает ее, порождая обращенную волну p_c . Четырехволновую схему ОВФ поэтому естественно относить к схемам динамической голографии. Механизм записи и считывания объемной голограммы удобно изображать при помощи диаграммы рис. 4, на которой пространственная модуляция коэффициента преломления среды $n(\mathbf{r}) = n_0(1 + \mu \cos k\mathbf{r})$ изображена волнистой чертой^{84, 93}.

Для модуляции коэффициента преломления в акустике можно использовать прежде всего температурный механизм, действующий благодаря не-

одинаковому нагреву жидкости в пучностях и узлах интерференционной картины⁹⁵.

Уравнения, описывающие взаимодействие сигнальной, $p_s = A_s \exp(ik_s r)$, и обращенной, $p_c = A_c \exp(-ik_c r)$, волн звукового давления с двумя встречными волнами накачки, $p_{1,2} = A_{1,2} \exp(\pm ikr)$, полностью аналогичны соответствующим уравнениям нелинейной оптики:

$$\pm 2ik \frac{\partial A_{s,c}}{\partial \xi} = 2\tilde{\beta} A_1^2 A_{c,s}^* + \tilde{\gamma} |A_1|^2 A_{s,c}. \quad (5.3)$$

Здесь принято, что накачки p_1 и p_2 имеют одинаковые амплитуды: $A_1 = A_2$. Координата ξ в (5.3) отсчитывается вдоль направления распространения сигнальной волны (рис. 3). Параметры $\tilde{\beta}$ и $\tilde{\gamma}$ определяются из совместного

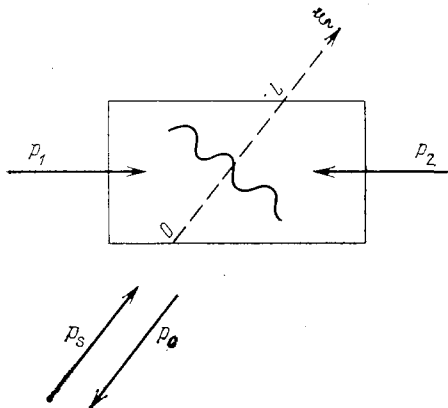


Рис. 3. Схема объемного ОВФ звука

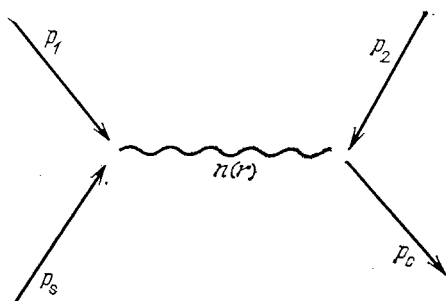


Рис. 4. Формализованная диаграмма объемного ОВФ

решения волнового уравнения, учитывающего зависимость скорости звука от температуры, с уравнением теплопроводности

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + Q, \quad (5.4)$$

где $Q = (\delta/\rho c) |p_1 + p_2 + p_s + p_c|^2$ — мощность, выделяемая в единице объема в результате поглощения звука; коэффициенты связи $\tilde{\beta}$ и $\tilde{\gamma}$ (см. ⁹⁵) зависят от угла θ и пропорциональны отношению $\omega^2 \eta / \rho^2 c^5 \kappa$. При граничных условиях $A_s(0) = A_{s0}$ (A_{s0} — амплитуда падающей сигнальной волны при $\xi = 0$), $A_c(L) = 0$ (на границе нелинейной среды $\xi = L$ обращенная волна отсутствует) и в предположении $A_1 = A_2 = \text{const}$ уравнения (5.3) дают следующее выражение для коэффициента усиления обращенной волны:

$$|K| = \left| \frac{A_c(0)}{A_s(0)} \right| = \left| \operatorname{tg} \frac{\mu \omega L}{2c} \right|, \quad (5.5)$$

где $\mu = 4\tilde{\beta} \rho c^2 I_1 / \omega^2$ — глубина модуляции коэффициента преломления под действием накачки. Коэффициент усиления обращается в бесконечность при $\mu \omega L / 2c = \pi/2$, т. е. при $L = \lambda/2\mu$.

Другой приемлемый механизм ОВФ существует в жидкостях с пузырьками воздуха, где при совместном воздействии накачки и сигнала происходит группирование пузырьков и образование решетки показателя преломления^{95, 96}. В эмульсиях, а также в смесях, расслаивающихся при нагреве, можно ожидать высокой дифракционной эффективности⁸⁴, однако здесь трудности реализации ОВФ связаны с большой величиной времени установления нелинейности.

5.3. ОВФ звука на поверхностных волнах

В этой схеме волна накачки p_1 и сигнальная волна p_s создают интерференционную картину на границе раздела двух сред (рис. 5); за счет нелинейных эффектов (например, за счет радиационного давления) на ней в свою очередь образуется дифракционная решетка $z = z(\rho)$, ρ — координатный вектор на поверхности. Рассеиваясь на этой решетке, сильная волна накачки p_1 порождает дифракционные спектры p_+ и p_- , один из которых отвечает обращенной волне: $p_c = p_-$. Описанный механизм обращения аналогичен поверхностной схеме голограмм Габора. Коэффициент усиления за счет поверхностного механизма всегда меньше единицы.

Рис. 5. Схема ОВФ на границе раздела двух сред

Уменьшению K способствовали и эффекты самофокусировки звукового пучка накачки на поверхности.

Амплитуду поверхностных волн — и тем самым коэффициент усиления K — можно увеличить либо за счет «ослабления» границы раздела (например, уменьшением поверхностного натяжения поверхностно активными ве-

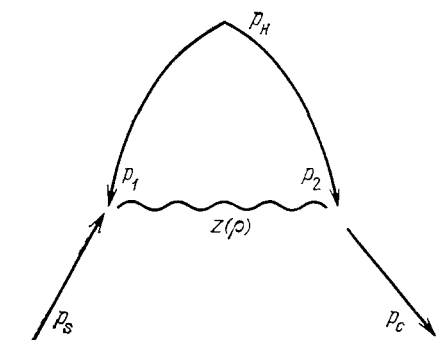


Рис. 6. Вариант поверхностного ОВФ с одной волной накачки

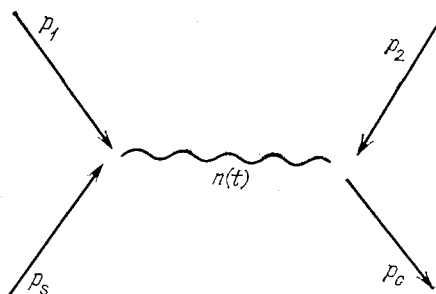


Рис. 7. Параметрическая схема ОВФ с временной модуляцией скорости звука

ществами, либо использованием жидкостей с близкими плотностями и жидкостей вблизи критической точки), либо за счет возбуждения резонансных поверхностных волн. В последнем случае обращение будет происходить с изменением частоты.

Преобразование волн через модулированную поверхность $z(\rho)$ изображает диаграмма рис. 6. На ней одна волна накачки p_n представлена двумя стрелками, так как она выполняет функции и записывающей (p_1), и считывающей (p_2) волн. Эта простая диаграмма, подобно объемной диаграмме на рис. 4, допускает ряд нетривиальных обобщений^{84, 85}. Во-первых, левая и правая пары стрелок на рис. 6 могут отвечать волнам различной физической природы. Так, если p_1 и p_s — звуковые волны (левая пара), а p_2 и p_c — световые (правая пара), рис. 6 отражает схему акустической голографии. Во-вторых, поля различной физической природы смогут отмечать верхняя и нижняя пары стрелок. Так, преобразование звуковой волны p_s в обращенную волну p_c можно осуществить при помощи электрического поля. В этом случае $p_1 = p_2$ — это напряженность переменного электрического поля в конденсаторе, внутри которого находится граница раздела двух сред.

В-третьих, диаграммы 4 и 6 наводят на мысль вместо пространственной использовать временную модуляцию коэффициента преломления. Это приводит к новой, не известной в оптике параметрической схеме ОВФ^{84, 94, 99}. В этом случае поля p_1 и p_s создают временную модуляцию коэффициента преломления, а накачка p_2 снова считывает информацию, порождая обращенную волну p_c . Соответствующая диаграмма показана на рис. 7.

5.4. Параметрический механизм ОВФ в акустике

Этот механизм ОВФ, как уже сказано, не имеет оптических аналогов. Параметрические устройства ОВФ, как и устройства голографического типа (см. разделы 5.2 и 5.3), могут быть предложены в двух вариантах — объемном и поверхностном. Такие устройства описаны в^{84, 93, 95, 99} под названием «пофуз» — параметрический обрабатывающий фазу усилитель звука. Объемный вариант пофуза с электрической накачкой показан на рис. 8. Здесь на конденсатор подается переменное электрическое напряжение с частотой 2ω , под действием которого однородно по всему объему модулируется скорость звука в жидкости, помещенной между пластинами.

Падающее сигнальное поле может породить в пофузе усиленную обращенную волну p_c ⁸⁷, причем коэффициент усиления дает, как и в случае объемного голографического устройства (см. раздел 5.2) формула $|K| = |\operatorname{tg}(\mu\omega L/2c)|$, в

которой теперь μ — глубина временной, а не пространственной модуляции коэффициента преломления звука: $n = n_0(1 + \mu \cos 2\omega t)$.

Параметрическое усиление звука в твердых пьезоэлектриках, помещенных в электрическое поле частоты 2ω , наблюдалось во многих экспериментах, в том числе в опытах по двухимпульсному эху. Однако обращение волнового фронта в таких системах в явной форме не регистрировалось. Лишь недавно удалось промоделировать эффект ОВФ ультразвуковых волн в пьезоэлектрической пластине, возбужденной случайно расположенными электродами¹⁰⁰.

Практическое осуществление параметрического обращения фронта звуковой волны в жидкости затруднено недостаточно высоким значением коэффициента μ для всех известных механизмов модуляции. Определенные надежды возлагаются, во-первых, на акустический аналог эффекта Керра⁹⁹, который заключается в изменении акустического коэффициента преломления под действием электрического поля E : $\mu \sim (\partial n / \partial E^2) E^2$. Электрострикционный механизм оказывается здесь неподходящим, так как однородную синфазную модуляцию он может обеспечить лишь на масштабах малых по сравнению с длиной волны. Альтернативой может послужить механизм, действующий прямо через изменение потенциала межмолекулярного взаимодействия в электрическом поле¹⁰¹. Используемая жидкость при этом должна обладать большой диэлектрической проницаемостью и высоким порогом электрического пробоя. Первым кандидатом на эту роль является глубоко очищенная вода. Во-вторых, перспективной средой может оказаться жидкость с пузырьками воздуха, помещенная в электрическое поле: под действием ponderомоторных сил изменяется объем пузырьков и, как следствие, — скорость звука в такой жидкости⁸⁴. В-третьих, целесообразно испытать возможности еще

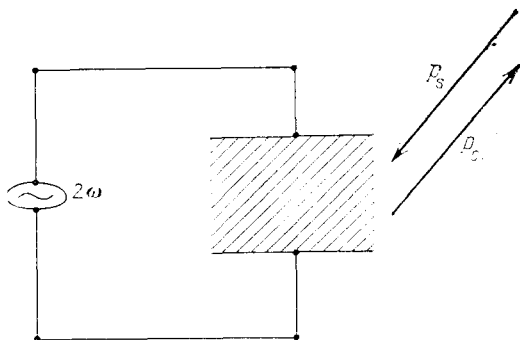


Рис. 8. Схема пофуза с электрической накачкой

одного варианта пофуза на жидкости с пузырьками, но не с электрической, а с акустической накачкой⁹⁵. Наконец, мыслимы варианты устройств с магнитными жидкостями и магнитной накачкой^{87, 95, 102}.

Поверхностный вариант параметрического устройства ОВФ, предложенный в^{84, 94}, представляет собой просто пластинку, колеблющуюся с частотой 2ω . Эффект обращения в таком устройстве был зарегистрирован в¹⁰³.

5.5. Возможные применения систем ОВФ в акустике

Так же как и в оптике, акустические устройства ОВФ могут рассчитывать на широкий круг применений. Укажем некоторые имеющиеся здесь возможности.

Прежде всего с использованием устройств ОВФ эффективно решается задача компенсации фазовых искажений, возникающих при распространении звука в случайно неоднородной среде. Особенно важно это в задачах акустики океана для создания адаптивных акустических антенн, подобных адаптивным антеннам радиодиапазона или же адаптивным оптическим системам, а также устройств активного гашения акустического излучения¹⁰⁴.

Далее, устройства ОВФ, работающие в режиме генерации, которая возбуждается за счет обратной связи между «ОВФ-зеркалом» и исследуемым предметом, могут способствовать концентрированной передаче звуковой энергии объекту^{84, 87}. Кроме того, перспективными представляются применения ОВФ звуковых пучков для решения задач звуковидения, дефектоскопии, медицинской диагностики и ультразвуковой микроскопии, а также для механической и термомеханической обработки материалов.

6. АКТИВНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Основная идея активной спектроскопии состоит в предварительной раскачке исследуемой степени свободы за счет нелинейных взаимодействий между колебаниями накачки. Эта идея, давшая важные результаты в оптике¹⁰⁵⁻¹⁰⁷, может оказаться полезной и в акустике. Поскольку, однако, это совсем новое направление акустики, с одной стороны, тесно связано с тематикой вынужденных рассеяний (см. раздел 4), а с другой — достижения здесь пока весьма ограничены, ниже мы будем совсем кратки.

6.1. Активная спектроскопия пузырьков

Если при помощи двух высокочастотных волн накачки с частотами ω_1 и ω_2 раскачать пузырек на частоте $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, близкой к резонансной частоте пузырька Ω_0 , анализ частотного хода амплитуды возникшего колебания при помощи зондирующего звукового сигнала даст возможность с высокой точностью определить частоту и добротность резонанса^{79, 108}.

У этого метода регистрации собственных частот имеются понятные преимущества перед известными методами диагностики пузырьков, в том числе и наиболее эффективными — с помощью анализа комбинационных колебаний^{6, 109}. Во-первых, сканированием частоты ω_1 (или ω_2) можно измерить непосредственно распределение пузырьков по размерам. Во-вторых, при работе с высокими частотами накачек $\omega_{1,2}$ устраняется фон паразитных низкочастотных резонансов. В-третьих, метод обеспечивает высокую чувствительность, что позволяет надеяться на обнаружение в исследуемом объеме даже единичных пузырьков. Разумеется, эти преимущества можно реализовать только при соответствующем оснащении эксперимента.

Акустическая активная спектроскопия пузырьков допускает нетривиальные модификации, связанные с вариациями природы взаимодействующих полей (например, заменой акустической накачки электрической или исполь-

зованием лазерного излучения для считывания информации о возбужденных пузырьках).

Подобные соображения относятся и к активной спектроскопии поверхностных волн. В этом случае главная проблема состоит в обеспечении пространственного синхронизма волн, участвующих во взаимодействии.

6.2. Вынужденное комбинационное рассеяние на одиночных пузырьках

Если в оптическом ВКР должно участвовать сразу очень много молекул, в акустике представляется реальным наблюдение ВРЗ с участием только одного пузырька.

Пусть пузырек совершает свободные колебания с частотой Ω_0 . При падении на него высокочастотной волны с частотой ω_1 в рассеянном поле

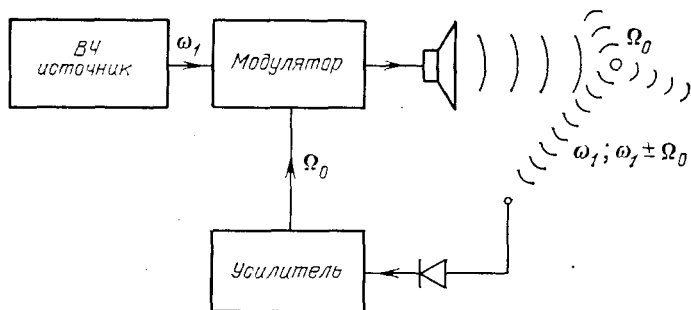


Рис. 9. Регистрация вынужденного комбинационного рассеяния на одиночных пузырьках

появляются комбинационные частоты $\omega_{2,3} = \omega_1 \pm \Omega_0$ (рис. 9). Детектирование результирующего колебания выделит низкочастотную компоненту Ω_0 . Если эту компоненту усилить и промодулировать ею исходное колебание источника, то уже в облучающем поле появятся частоты $\omega_{2,3}$. Вследствие нелинейности пузырька на него будет воздействовать «сила» на резонансной частоте Ω_0 , равной $\omega_2 - \omega_1$ или $\omega_1 - \omega_3$.

При наличии описанной обратной связи в рассмотренной системе может возникнуть режим автоколебаний. Естественно, здесь требуется еще детальная оценка возможности выделения сигнала на частотах $\omega_{2,3}$ над шумовым фоном.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интенсивное внедрение в течение последних нескольких лет оптической идеологии в нелинейную акустику уже позволило получить ряд новых результатов, описанных выше. Для реализации подавляющего большинства принципиально ясных возможностей требуется, однако, еще проведение как теоретических, так и экспериментальных исследований большого объема. Это связано с присущими именно акустике принципиальными и технологическими трудностями. Полный перечень уже понятых трудностей можно восстановить по цитированной литературе; здесь мы назовем лишь те, которые, на наш взгляд, являются основными и которые отчетливо видны как раз в сопоставлении с оптикой.

Если речь идет об эксперименте лабораторного масштаба с жидкой средой, первое, с чем сталкивается акустика высокой интенсивности — это звукоиндуцированная конвекция. В такой рядовой жидкости, как бензол, звуковой пучок с мощностью ~ 10 Вт за одну-две секунды полностью турбулизует им же самым вызванные течения⁶⁰ и тем самым «смазывает» изучаемый

регулярный нелинейный эффект. Ближайший оптический аналог этому — лазерный пробой; однако его порог обычно выше порогов вынужденных рассеяний света, параметрической генерации и т. д. В этом отношении акустика жидкости явно находится в невыгодном положении.

Очень существенно и различие пространственных масштабов в оптических и акустических волновых экспериментах (естественным масштабом служит, конечно, длина волны). Сформировать гладкий когерентный лазерный пучок диаметром порядка 1 см, в поперечном сечении которого укладывается до 10^5 длин волн, вполне возможно; в ультразвуковой же акустике жидкости технология изготовления излучателей ограничивает эту величину на уровне $a \sim 10^2 \lambda$. Это, в свою очередь, ограничивает качество акустических резонаторов, эффективность схем, использующих ОВФ — отношение соответствующих дифракционных длин составляет 10^6 . Определенные трудности вызывает и отстройка различных взаимодействующих волн по частоте и по направлениям. Этому часто мешает дифракционная расходимость пучков, ограниченность сечения пучков, конечность размеров исследуемой жидкости и т. д.

Нелинейная акустика (особенно это относится к акустике жидкости) имеет перед собой и значительные теоретические трудности. Пока речь идет о простых механизмах нелинейности (нагрев, течения, пузырьки), их оценку удастся провести, используя результаты измерений параметров в слабых звуковых полях. Однако уже и здесь предсказательная сила теории невелика, так как отдельные эффекты наблюдаемы только в узких областях параметров. К переходу же, например, в содержащий новые физические данные диапазон релаксационных процессов теоретическая акустика сейчас мало подготовлена.

Анализ первых экспериментов, обсужденных в нашем обзоре, в то же время не дает оснований для большого пессимизма, поскольку отмеченные трудности в ряде случаев удастся обойти. Так, в экспериментах типа описанных в ⁶⁰ переход к жидкости с большой вязкостью исключает развитие конвекции за время, меньшее $\sim 10^2$ с. Более того, обнаруживаются, напротив, некоторые преимущества, доступные только акустическому эксперименту. Например, в том же близком авторам примере ⁶⁰ использование импульсной «теневого» методики позволило прямо на фотографиях в реальном масштабе получить картину изменения кривизны фазового фронта в звуковом пучке по мере его проникновения вглубь жидкости, чего невозможно добиться в эксперименте по самофокусировке света.

Эти соображения, а также, конечно, в большей степени важность физических и прикладных задач, которые, как мы пытались показать в статье, можно решить, используя оптико-акустические аналогии, на наш взгляд, оставляют мало сомнений в перспективности намеченного направления.

Авторы благодарны Е. А. Заболотской и И. Н. Кожевниковой за щедрую помощь.

Институт общей физики АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. — М.: Наука, 1966.
2. Остроумов Г. А. Основы нелинейной акустики. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1967.
3. Наугольных К. А. // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л. Д. Розенберга. — М.: Наука, 1968.
4. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. — М.: Наука, 1975.
5. Новиков В. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И. Нелинейная гидроакустика. — Л.: Судостроение, 1981.
6. Наугольных К. А., Островский Л. А., Сутин А. М. Нелинейные волны. — М.: Наука, 1981. — С. 166.

7. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков.— М.: Наука, 1982.
8. Лямов В. Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.
9. Зарембо Л. К., Тимошенко В. И. Нелинейная акустика.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984.
10. Островский Л. А., Папилова И. А.//Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 67.
11. Заболотская Е. А., Солуян С. И., Хохлов Р. В.//Ibidem. 1966. Т. 12. С. 188, 435.
12. Заболотская Е. А., Солуян С. И.//Ibidem. 1967. Т. 13. С. 138, 296.
13. Бункин Ф. В., Ляхов Г. А.//Тр. ФИАН СССР. 1984. Т. 156, С. 9.
14. Reggin B. //J.de Phys. 1979. Т. 40. Suppl. 11. P. 216.
15. Дюкуэнг Ж.//Нелинейная спектроскопия/Под ред. Н. Бломбергена. Пер. с англ. под ред. С. А. Ахманова.— М.: Мир, 1979.— С. 369.
16. Островский Л. А., Папилова И. А., Сутин А. М.//Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 456; ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 2213.
17. Островский Л. А., Сутин А. М.//ПМТМ. 1977. Т. 41. С. 531.
18. Ostrovsky L. A., Soustova I. A., Sutin A. M.//Acoustics. 1978. V. 39. P. 298.
19. Горелик А. Г., Зверев В. А.//Акуст. ж. 1955. Т. 1. С. 339.
20. Зверев В. А., Калачев В. И.//Ibidem. 1968. Т. 14. С. 214; 1969. Т. 15. С. 369; 1970. Т. 16. С. 245.
21. Козяев Е. В., Наугольных К. А.//Ibidem. 1967. Т. 13. С. 380; 1980. Т. 26. С. 91.
22. Kustov L. M., Nazarov V. E., Ostrovsky L. A. et al.//Acoust. Lett. 1982. V. 6. No. 2. P. 15.
23. Лернер А. М., Сутин А. М.//Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 657.
24. Shiren N. S.//Appl. Phys. Lett. 1964. V. 4. P. 82.
25. Matthews H. Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. P. 325.
26. Damon R. W., van der Vaart H.//Appl. Phys. Lett. 1965. V. 6. P. 152.
27. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики.— М.: ВИНТИ, 1964.
28. Бломберген Н. Нелинейная оптика.— М.: Мир, 1965.
29. Калапуша А. Л., Кочаренко Н. Я.//Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 55.
30. Hutson A. R. et al.//Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. P. 237.
31. Zemon S., Zucker J., Wasko J. H., Conwell E., Ganguly A. K.//Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. P. 378.
32. Ахманов С. А., Хохлов Р. В.//УФН. 1966. Т. 88. С. 439.
33. Красильник З. Ф., Рабинович М. И.//ФТП. 1973. Т. 7. С. 1241.
34. Дьяконова А. М., Леманов В. В., Саттикулов М.//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 460.
35. Шкердин Г. Н., Проклов В. В., Гуляев Ю. В.//ФТТ. 1977. Т. 19. С. 424.
36. Аюханов Р. А., Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н. Радиотехн. и электрон. 1982. Т. 27. С. 1420.
37. Гришмановский А. Н., Леманов В. В., Саттикулов М. Письма ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 706.
38. Проклов В. В., Пешин С. В., Давыдов Б. Л., Шкердин Г. Н.//Радиотехн. и электрон. 1980. Т. 25. С. 1543.
39. Чабан А. А.//Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 6. С. 967.
40. Thomson R. B., Quate C. F.//J. Appl. Phys. 1971. V. 12. P. 907.
41. Бурлак Г. Н., Кочаренко Н. Я.//ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 2273.
42. Кадомцев Б. Б.//УФН. 1968. Т. 95. С. 111.
43. Павленко В. Н.//УФН. 1983. Т. 141. С. 893.
44. Hahn E. L.//Phys. Rev. 1950. V. 80. P. 580.
45. Ораевский А. Н.//УФН. 1967. Т. 91. С. 181.
46. Fossheim K., Holt R. M.//Physical. Acoustics: Principles and Methods/Ed. W. P. Mason.—New York a.o., 1982.— V. 16. P. 217.
47. Kajimura K.//Ibidem.— P. 295.
48. Melcher R. L., Shiren N. S.//Ibidem.— P. 341.
49. Лопатников С. Л.//Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 623.
50. Немцов Б. Е., Эйрман Б. Я.//Акуст. ж. 1982. Т. 28. С. 669.
51. Манькин Э. А., Ожован М. Н., Полуэктов П. П.//ЖТФ. 1963. Т. 53. С. 738.
52. Котельников И. А.//Изв. вузов. Сер. «Радиофизика». 1983. Т. 26. С. 1227.
53. Горшков К. А., Кобелев Ю. А. Влияние коллективного механизма самовоздействия звука на распространение акустических волн в жидкости с пузырьками газа: Препринт № 84 ИПФ АН СССР.— Горький, 1983.
54. Бреховских Л. М.//Акуст. ж. 1966. Т. 12. С. 438.
55. Гончаров В. В., Наугольных К. А., Рыбак С. А.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1977. Т. 13. С. 431.
56. Аскарьян Г. А.//Письма ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 144.

57. Гуляев Ю. В. //ФТТ. 1970. Т. 12. С. 415.
58. Proslav V. V., Mirgorodsky Y. I. //Acta Politechn. Scand. Ser. Appl. Phys. 1979. No. 125. P. 8.
59. Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А. //ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 575.
60. Асман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф. //Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 148; Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 138.
61. Заболотская Е. А., Хохлов Р. В. Ibidem. 1976. Т. 22. С. 28.
62. Заболотская Е. А. //Ibidem. С. 222.
63. Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Шуман О. Б. //Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1048.
64. Бункин Ф. В., Давыдов М. А., Китаев Н. П., Ляхов Г. А., Свирко Ю. П., Шипилов К. Ф., Шмаонов Т. А. //Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 389.
65. Воробьев В. М., Заболотская Е. А. //Акуст. ж. 1974. Т. 20. С. 623.
66. Подуэктов И. А., Попов Ю. М., Ройтберг В. С. //УФН. 1974. Т. 114. С. 97.
67. Максимов А. О., Половинка Ю. А. //Тезисы IV Всесоюзной конференции «Мировой океан». — Владивосток, 1983. — Т. 2. С. 102.
68. Francescutto A., Naberoj R. //J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 73. P. 457.
69. Заболотская Е. А. //Акуст. ж., 1984. Т. 30. С. 320.
70. Кобелев Ю. А., Островский Л. А., Сутин А. М. //Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 423.
71. Кобелев Ю. А., Островский Л. А. //Ibidem. 1983. Т. 37. С. 5.
72. Аскарьян Г. А. //Ibidem. 1971. Т. 13. С. 395.
73. Соболев В. В. Изв. АН СССР. Сер. «Механика жидкости и газа». 1974. Т. 1. №6. С. 177.
74. Ciuti P., Iernetti G., Sago M. S. //Ultrasonics. 1980. V. 18. P. 111; Acoustics. 1980. V. 46. P. 228.
75. Аскарьян Г. А., Пустовойт В. И. //ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 647.
76. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. //Письма ЖТФ. 1982. Т. 7. С. 325.
77. Андреева Н. А., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Каршиев К. Н., Кравцов Ю. А., Шурыгин Е. А. //Препринт №163 ФИАН СССР. — Москва, 1983.
78. Гавриков В. К., Лукашова Н. В. //Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 512.
79. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А. //Ibidem. 1983. Т. 29. С. 169.
80. Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А. //Ibidem. 1984. Т. 30. С. 650.
81. Пушкина Н. И., Хохлов Р. В. //Акуст. ж. 1971. Т. 17. С. 167.
82. Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А. Ibidem. 1981. Т. 28. С. 607.
83. Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А., Романовский М. Ю. Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 389; Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2437; ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 140.
84. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. Обращение волнового фронта в акустике: нелинейные механизмы и возможные применения: Препринт ФИАН СССР № 90. — Москва, 1982.
85. Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Шуман О. Б. //Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР). 1983. № 2. С. 21.
86. Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Романовский М. Ю. //Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 159.
87. Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах/Под ред. В. И. Беспалова. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
88. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. //УФН. 1982. Т. 138. С. 249.
89. Yagiv A., Perper D. M. //Opt. Lett. 1977. V. 1. P. 16.
90. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. //ДАН СССР. 1980. Т. 252. С. 92.
91. Куликов О. В., Пилипецкий Н. Ф., Сударкин А. М., Шкунов В. В. //Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 377.
92. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я. //ДАН СССР. 1982. Т. 263. С. 325.
93. Брысев А. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. //13. С. 19.
94. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. //Нелинейные волны. — М.: Наука, 1982. — С. 159.
95. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А. //Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 560; Акуст. ж. 1982. Т. 28. С. 734.
96. Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А. //Ibidem. 1983. Т. 29. С. 118.
97. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. //Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 325.
98. Андреева Н. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Каршиев К. Н. //Ibidem. 1982. Т. 8. С. 104.

99. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. // Квант. электрон. 1981. Т. 8. С. 1144.
100. Брысев А. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Казаров Ю. Н. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 546.
101. Bunkin F. V., Vlasov D. V., Lyakhov G. A., Romanovsky M. Yu., Strel'tsov V. N. // Phys. Lett. Ser. A. 1984. V. 110. P. 25.
102. Бункин Ф. В., Липкин А. И., Ляхов Г. А. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 714.
103. Брысев А. П., Бункин Н. Ф., Власов Д. В., Гервиц Л. Л. // Ibidem. 1982. Т. 8. С. 554.
104. Бункин Ф. В., Власов Д. В. // ДАН СССР. 1983. Т. 272. С. 839.
105. Ахманов С. А. // ¹⁵. — С. 267.
106. Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. — М.: Наука, 1981.
107. Бункин А. Ф., Коротеев Н. И. // УФН. 1981. Т. 134. С. 93.
108. Заболотская Е. А. // ¹³. С. 31.
109. Кобелев Ю. А., Сутин А. М. // Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 860.
110. Андреев В. Г., Карабутов А. А., Руденко О. В., Сапожников О. А. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 381.