АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXI 1985 Вып. 2

УДК 534.222

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕЗОНАТОРНОЙ СХЕМЫ НАБЛЮДЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ

Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Романовский М. Ю.

Проведен сравнительный анализ однопроходной и резонаторной схем, предлагаемых для наблюдения вынужденного рассеяния звука в жидкостях. Показано, что резонаторная схема обеспечивает более высокие энергетические и когерентные характеристики усиливаемого звука при мощности акустической накачки в несколько десятков ватт и длительности импульса более миллисекунды.

Эффект вынужденного рассеяния звука (ВРЗ) в жидкости, до сих пор экспериментально не наблюдавшийся, может найти приложения в системах акустического усиления с сужением спектральной полосы, которые обобщают идею ПОФУЗа (параметрический обращающий фазу усилитель звука) [1]. Для этого эффекта теоретически установлен целый ряд механизмов — ВРЗ на вихревых [2] и продольных [3] течениях, температурное [4] и концентрационное [5] ВРЗ. Известен и резонансный (с заметным сдвигом частоты) пузырьковый механизм [6]. Однако анализ однопроходной коллинеарной схемы ВРЗ (рассеяние на 180°) показывает [7], что получить в такой схеме даже простое превышение практического порога (коэффициент усиления на длине поглощения больше единицы) можно лишь в узком диапазоне параметров накачки (частота, интенсивность, длительность импульса) и материальных параметров жидкости. Это связано с наличием сильных конкурирующих процессов, протекающих в акустическом поле — генерации гармоник на упругой нелинейности, вынужденной конвекции, перегрева жидкости. Использование для наблюдения ВРЗ однопроходной схемы связано также с дополнительными трудностями, поскольку в ней переотражения волны накачки от элементов схемы создают высокий уровень фона. Кроме того, из-за большой величины порога ВРЗ [7] в однопроходной схеме нельзя рассчитывать на многократное его превышение, поэтому когерентные свойства рассеянной компоненты должны быть невысокими — расходимость и ширина линии при ВРЗ пропорциональны превышению порога по интенсивности накачки.

С другой стороны, в неколлинеарной геометрии рассеяния коэффициент усиления снижает апертурные эффекты, в первую очередь из-за ограниченности объема взаимного перекрытия пучков накачки и усиливаемого сигнала.

В неколлинеарной геометрии рассеяния, однако, имеется возможность использования резонатора для сигнальной волны. Первое существенное преимущество такой (рассеяние на угол 90°) поперечной схемы очевидно: естественная для нее цилиндрическая фокусировка пучка накачки позволяет исключить потери на каскадную генерацию гармоник, так как волна накачки проходит здесь тонкий (с толщиной $L_\perp$ порядка диаметра сигнального пучка) слой жидкости. При этом легко выполняется условие $L_\perp \ll L_b$ (L_b — длина образования разрыва), в то же время длина усиления $L_\parallel$, равная большому диаметру перетяжки цилиндрической линзы, может обеспечить (с учетом резонаторной многопроходности) усиление того же порядка, что и в коллинеарной (однопроходной) схеме.

Использование поперечной резонаторной схемы особенно предпочтительно при наблюдении вынужденных эффектов с малым частотным сдвигом при относительно высоком пороге. На оптическом ее аналоге функцио-

нируют многие лазерные устройства; именно в этой схеме недавно наблюдалось вынужденное температурное рассеяние света [8]. В сравнении эффективности однопроходного усилителя в геометрии ВРЗ на угол 180° (схема А) и регенеративного резонаторного усилителя с поперечной накачкой (ВРЗ на угол 90°; схема Б) будем поэтому отчасти использовать известную оптическую феноменологию. При обсуждении второй схемы речь будет идти именно о регенеративном режиме; реализация генерационного режима представляется задачей следующего этапа. Сравним энергетические и когерентные характеристики в двух этих схемах. Заданной считается мощность P накачки, а в импульсном режиме — еще и длительность τ импульса накачки. Считаем далее, что в схеме А радиус цилиндрически симметричного пучка накачки равен r_p, сигнального пучка — $r_s \simeq r_p$. В схеме Б радиус сигнального пучка полагаем также равным r_s, сечение пучка накачки — эллипс с полуосями $l/2$ и r_p (т. е. $L_\perp = r_s$, $L_\parallel = l$).

Сравним прежде всего предельные мощности накачки $P_А$ и $P_Б$, которые можно использовать в названных схемах, не допуская образования разрыва. Значения $P_{А,Б}$ находим, приравнивая в каждом случае расстояние, которое проходит волна накачки ($L_А = L$, L — длина кюветы, $L_Б = L_\perp \simeq r_p$), соответствующей длине образования разрыва L_b, которая обратно пропорциональна корню из интенсивности $L_b = (\rho c/2I)^{1/2}(c^2/\omega\varepsilon)$. Здесь c — скорость звука, ω — частота; ρ — плотность жидкости, ε — коэффициент упругой нелинейности. При заданной мощности P интенсивность накачки в схеме А равна $I_А = P/\pi r_p^2$, в схеме Б — $I_Б = 2P/\pi r_p l$. Из равенств $L = L_{bА}$, $r_p = l_{bБ}$ теперь следует, что $P_Б/P_А = lL^2/2r_p^3$. Это отношение много больше единицы в любой реальной ситуации, т. е. в схеме Б допустимо вложение большей мощности. Именно это позволяет получить в схеме Б более высокий коэффициент усиления.

В схеме А стационарный коэффициент усиления по мощности равен (см., например, статью [7])

$$K_А = \exp(2\gamma L I_А) = G_А^2, \tag{1}$$

γ — инкремент, определяемый материальными параметрами. Здесь и всюду далее предполагается выполненным необходимое условие наблюдения ВРЗ: усиление больше поглощения (оценки см. в работе [7]). В схеме Б, снабженной зеркалами с коэффициентом отражения R, соответствующая величина равна [9]:

$$K_Б = (1-R)^4 G_Б^2/(1-R^2 G_Б^2)^2, \quad G_Б = \exp(\gamma l I_Б). \tag{2}$$

Так как $I_Б \sim l^{-1}$, величина $K_Б$ не зависит от длины резонатора l, если цилиндрически сфокусированный пучок накачки заполняет его целиком: $G_Б = \exp(\gamma P/\pi r_p)$. Пороговый параметр в схеме Б, таким образом,— мощность, а не интенсивность накачки. Длину L в (1) нельзя брать большей, чем $L_{bА}$. Полагая $L = \xi L_{bА}$, $\xi < 1$, получаем, что $K_Б > K_А$, если

$$P \gtrsim \frac{\pi r_p}{\gamma}\left[|\ln R| - \frac{(1-R)^2}{2}\exp(-g)\right], \quad g = \frac{\xi c^2}{\omega\varepsilon}\left(\frac{|\ln R|\gamma\rho c}{rp}\right)^{1/2}. \tag{3}$$

По оценкам, для которых значения параметров взяты из работы [7], правая часть неравенства (3) при $R \gtrsim 0{,}7$, $\xi \gtrsim 0{,}1$ может быть меньше пороговой мощности генерации $P_г = \pi r_p |\ln R|/\gamma$ на несколько процентов.

Вторая стационарная характеристика, по которой надо провести сравнение,— это поперечная когерентность (угловая расходимость) усиленной волны.

В схеме А механизм формирования поперечной когерентности — дифракция сигнала на переменной (с расстоянием) апертуре, роль которой играет конечное сечение пучка накачки. Радиус корреляции $r_А$ определяется поэтому и усилением $G_А$, и радиусом r_p входного пучка накачки [10, 11]:

$$r_А = (\lambda L/r_p)(\ln G_А)^{1/2}, \tag{4}$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны.

В схеме Б действуют два в первом приближении независимых механизма формирования угловой расходимости — дифракционный механизм Ван-Циттерта — Цернике и усилительный механизм. За счет первого (увеличение пятна когерентности здесь обусловлено эффективным расширением любой лучевой трубки за счет дифракции)

$$r_{Б1} \simeq \lambda l/a, \tag{5}$$

a — диаметр зеркала. За счет второго (работающего и при $a \to \infty$ роль ограничивающей апертуры здесь играет конечное поперечное сечение пучка накачки, вообще говоря, изменяющееся по мере распространения) [10]:

$$r_{Б2} \simeq \lambda l R G_Б / (1 - R^2 G_Б^2)^{1/2}. \tag{6}$$

Величина (6) превосходит (5) при $R > l\lambda/a^2 G_Б$. Если $a \simeq 1$ см, $\lambda \simeq 10^{-2}$ см и $G_Б \gtrsim 10$, второй механизм дает основной вклад в формирование угловой расходимости уже при R порядка нескольких процентов. Сравнению подлежат поэтому величины (6) и (4); $r_{Б2} > r_А$, если

$$P \gtrsim \frac{\pi r_p}{2\gamma} \left[|\ln R| - \frac{\varepsilon^3 \omega^4 r_p l}{\gamma \rho c^8} \left(\frac{\pi |\ln R| r_p}{\gamma \rho c} \right)^{1/2} \right]. \tag{7}$$

Оценки по значениям параметров, приведенных в работе [7], показывают, что условие (7) мягче условия (3).

В схеме А спектральная ширина $\Delta\omega_А$ рассеянного сигнала близка к ширине спектра накачки $\Delta\omega_p$. В схеме же Б сигнальная характеристика $\Delta\omega_Б$ связана с угловой расходимостью [11]. Требование $\Delta\omega_Б < \Delta\omega_А$ приводит при $\Delta\omega_p < 10$ КГц к неравенству

$$P \gtrsim \frac{\pi r_p}{2\gamma} [|\ln R| - \Delta\omega_p l/2c], \tag{8}$$

которое опять-таки слабее условия (3). Кроме того, рассматривая схему Б, следует учитывать, что входящий в нее плоскопараллельный резонатор селектирует звуковые моды по частоте. При $\omega/2\pi = 1$ МГц и $l = 10$ см он имеет линейчатый спектр собственных частот с расстоянием между модами около 5 кГц. Ширина линии ВРЗ даже для механизма, связанного с возбуждением продольного течения [3], много меньше этой величины, так что усиливаться может лишь одна мода резонатора.

Из расчета нестационарного режима ВРЗ на диффузионных возбуждениях жидкости [7] следует, что коэффициент $W_А$ усиления по энергии для схемы А равен

$$W_А \simeq (\gamma c^2 L I_А / 4D\omega^2 \tau) \exp (0{,}4 \gamma L I_А). \tag{9}$$

Здесь τ — длительность импульса накачки, D — соответствующий механизму ВРЗ кинетический параметр (кинематическая вязкость — для ВРЗ на акустическом течении, температуропроводность — для теплового ВРЗ, коэффициент диффузии — для концентрационного рассеяния).

Нестационарный коэффициент усиления для схемы Б находим по методике работы [12]:

$$K_Б(t) = K_Б [1 - (R G_Б)^{1 + ct/l}]^2. \tag{10}$$

Величины $K_Б$ и $G_Б$ определены в соотношениях (2). Полученные выше оценки для стационарного режима показывают, что преимущества схемы Б заметны, если мощность накачки ненамного ниже порога генерации $P_г$. При $P \lesssim P_г$ из выражения (10) следует простая формула для коэффициента усиления по энергии:

$$W_Б \simeq (1 - R)^4 c^2 \tau^2 / 12 (Rl)^2. \tag{11}$$

Сравнивая формулы (9) и (11), получаем, что схема Б дает выигрыш по энергии, если

$$\tau^3 > [2R^2 l^2 / (1 - R)^4 D\omega^2] g \exp (0{,}3g). \tag{12}$$

Прежде чем оценивать параметры схемы типа Б, укажем типичные примеры: коэффициент усиления $G_A \simeq 20$ при $I=270$ ВТ·см$^{-2}$, $l=100$ см для температурного механизма ВРЗ в бензоле, для ВРАТ в воде $G_A=20$ при $I=27$ Вт·см$^{-2}$, $l=10$ см.

Оценке подлежат неравенства (3) и (12). Полагаем $R=0{,}7$, $r_p=0{,}5$ см, $l=10$ см, $\omega/2\pi=1$ МГц, тогда неравенство (3) сводится к условию P (Вт)$>0{,}6\gamma^{-1}$ (см·Вт$^{-1}$), а (12) — к условию $\tau^{3)}$(с)$\gtrsim 3\cdot 10^{-10}D^{-1}$ (см^2·с$^{-1}$)·$\cdot g \exp(0{,}3g)$. Типичные значения параметров для жидкостей: $\varepsilon \simeq 5$, $c \simeq 10^5$ см·с$^{-1}$. $\rho \simeq 1$ г·см$^{-3}$, поэтому при $\xi=0{,}1$ величина $g \simeq (10^3-10^4)\cdot\gamma^{1/2}$ (см·Вт$^{-1}$).

В жидкостях с $(\partial \ln c_0^2/\partial T)_p \sim (10^{-2}-10^{-3})$ град$^{-1}$ и коэффициентом поглощения $\delta \sim 10^{-2}$ см$^{-1}$ инкремент γ температурного рассеяния [4] может достигать значений $\gamma \sim (10^{-3}-10^{-4})$ см·Вт$^{-1}$, величина D для температурного рассеяния имеет смысл температуропроводности, $\chi \sim 10^{-3}$ см^2·с$^{-1}$. Для этого вида рассеяния поэтому схема Б эффективней при $P > (10^2-10^3)$ ВТ и $\tau \gtrsim (10^{-2}-10^{-3})$ с.

Для механизма акустического течения [3] $\gamma \sim (10^{-1}-10^{-2})$ см·Вт$^{-1}$ D имеет смысл кинематической вязкости, $\nu \sim 10^{-2}$ см^2·с$^{-1}$. Условия (3) и (12) дают оценку: $P > (10-10^2)$ Вт, т. е. типичный порог по мощности ниже, чем для температурного рассеяния, условие на длительность импульса практически то же.

Таким образом, резонаторная схема Б более эффективна, чем однопроходная схема А, как по энергетическим, так и по когерентным характеристикам при использовании источников импульсной накачки с мощностью порядка $(10-10^2)$ Вт и длительностью импульса порядка миллисекунды.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А.* К вопросу об обращении волнового фронта звука с усилением обращенной волны.— Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 5, с. 1144—1145.
2. *Пушкина Н. И., Хохлов Р. В.* О вынужденном звуковом рассеянии на вихревых волнах.— Акуст. журн., 1971, т. 17, № 1, с. 167—169.
3. *Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А., Романовский М. Ю.* Вынужденное рассеяние звука на акустическом течении вязкой жидкости.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, № 11, с. 389—391.
4. *Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А.* О возможности наблюдения вынужденного температурного рассеяния звука.— Акуст. журн. 1982, т. 28, № 5, с. 607—613.
5. *Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Шуман О. Б.* О вынужденном концентрационном рассеянии звука в расслаивающихся жидких растворах.— Кр. сообщ. по физике, 1983, № 2, с. 21—25.
6. *Бункин Ф. В., Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А.* Активная акустическая спектроскопия пузырьков.— Акуст. журн., 1983, т. 29, № 2, с. 169—172.
7. *Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А., Романовский М. Ю.* Вынужденное рассеяние звука в вязких жидкостях.— ЖЭТФ, 1984, № 1, с. 140—146.
8. *Зуев В. С., Логунов О. А., Старцев А. В., Стойлов Ю. Ю.* Вынужденное рассеяние света в газах вблизи критической точки.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 1, с. 132—133.
9. Методы расчета оптических квантовых генераторов. Минск: Наука и техника, 1968, т. 1.
10. *Беспалов В. И., Пасманик Г. А.* О пространственной когерентности шумового излучения в активных каналах.— Докл. АН СССР, 1973, т. 210, № 2, с. 309—311.
11. *Чиркин А. С.* О пространственной когерентности световых пучков в лазерах с обратной связью.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 3, с. 352—356.
12. *Ахманов С. А., Ляхов Г. А.* Распределенная обратная связь в лазерах с нестационарной накачкой; возможности безрезонаторной генерации в ультрафиолетовом диапазоне.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 470—472.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27.II.1984