

может быть не малой по сравнению с единицей величиной (если $\rho/\rho' \gg 1$), и тогда соотношение (1.12) может выполняться при критических углах падения, далеких от $\pi/2$. В этом состоит существенное отличие рассмотренного случая от случая, когда $\rho/\rho' = 0$ (здесь M_R является существенно малой величиной, и поэтому, как это видно из первого условия в (1.10), угол падения должен быть близок к $\pi/2$).

Отметим своеобразную симметрию явления достижения максимального значения коэффициента поглощения (1.11) при наступлении полного внутреннего отражения ($\cos \theta' = 0$) по отношению к этому же явлению при $\rho/\rho' = 0$.

Если $\rho/\rho' \rightarrow \infty$, то из (1.7)–(1.9) следует, что $D \rightarrow 0$. Таким образом, при отражении звука от свободной границы поглощение звуковой энергии не имеет места.

2. При закритических углах падения звука $c'/c \geq 1$ и $\theta \geq \theta_{кр}$. Чтобы получить формулу для коэффициента отражения, нужно в (1.5) произвести замену

$$\cos \theta' = i \sqrt{(c'/c)^2 \sin^2 \theta - 1} = in,$$

где n — вещественная положительная величина. Поскольку в случае полного внутреннего отражения не происходит излучения звуковой энергии в нижнюю среду, для коэффициента поглощения справедливо соотношение $D = 1 - A_2 \bar{A}_2$, или

$$(2.1) \quad D = 4X / [(1 + X)^2 + (1 + Y)^2],$$

где $X = \cos \theta / M_R$; $Y = \rho c n / (\rho' c' M_R)$. Наибольшее значение коэффициента поглощения (2.1) здесь, как и ранее, равно $2(\sqrt{2} - 1)$ и достигается при $X = \sqrt{2}$, $Y = 0$. Объединяя только что полученный результат (закритические углы падения) с полученным ранее (докритические углы падения), можно сказать, что при выполнении условия (1.12) коэффициент поглощения, рассматриваемый как функция угла падения, достигает наибольшего значения $2(\sqrt{2} - 1)$ при прохождении величины угла падения через критическое значение.

Автор выражает благодарность Т. П. Жижкиной за большую помощь в работе.

Поступила 2 XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Kirchhoff G. Ueber den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung. — Poggendorff's Annalen, 1868, Bd 134, N 6.
2. Стретт Дж. В. (лорд Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.: ГИТТЛ, 1955.
3. Константинов Б. П. О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы. — ЖТФ, 1939, т. 9, с. 226.
4. Хейран М. Э. Измерение и визуализация акустических волновых полей. — ТИИЭР, 1979, т. 67, № 4.

УДК 534.232

О ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ В ЖИДКОСТИ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

П. И. Голубничий, Г. С. Калужный, С. Д. Корчиков

(Ворошиловград)

Генерация звука лазерным пучком в жидкости, связанная с вскипанием жидкости на поглощающих центрах, изучена сравнительно мало. Впервые акустические эффекты при вскипании жидкости в лазерном пучке наблюдались в [1]. Было обнаружено изменение показателя преломления жидкости под действием акустического излучения микропузырьков, образующихся на поглощающих частицах в зоне лазерного пучка [2–4]. Однако прямых измерений акустического излучения от ансамбля микропузырьков, равномерно распределенных по области взаимодействия лазерного пучка с жидкостью, насколько известно авторам, не проводилось. Настоящая работа является предварительным сообщением о результатах экспериментального исследования данного класса оптико-акустических явлений.

Акустическое излучение возбуждалось пучком лазера ($\lambda = 1,06$ мкм), работающего в режиме с модулированной добротностью ($\tau_n = 10$ нс). Пучок через входное окно поступал в камеру с жидкостью, содержащей частицы сажи. Длина камеры в направлении распространения пучка составляла 1,7 см. Акустический сигнал под прямым углом к пучку регистрировался широкополосным гидрофоном. Диаметр пучка был равен 3 мм, расстояние от гидрофона до пучка $R = 1,5$ см.

Распределение частиц сажи по размерам, измеренное с помощью счетчика Coulter Counter TA2, оказалось близким к равномерному в интервале радиусов частиц $a \leq 7$ мкм с последующим плавным спадом. Полное число частиц в единице объема $N \sim 10^5$ см⁻³.

Оценим ожидаемый вид зависимости амплитуды сигнала от величины плотности энергии лазерного пучка E/S . Известно, что для нестабильных пузырьков в жидкости с временем жизни τ фурье-составляющая акустического сигнала

$$(1) \quad dp_\omega \sim (\rho_{ж}/r)\omega^2\tau\Delta v \text{ при } \omega\tau \leq 1,$$

где $\rho_{ж}$ — плотность жидкости; r — расстояние до точки регистрации; Δv — максимальный объем пузырька [5]. При выполнении условия когерентности

$$(2) \quad \omega/2\pi = f \leq f_{\text{ког}} \simeq c/(L_{\text{max}} - L_{\text{min}})$$

фурье-составляющие сигналов от различных пузырьков складываются и амплитуда полного сигнала

$$(3) \quad p \simeq \omega |p_\omega| \sim \frac{\rho_{ж}}{R} \omega^3 \tau V N \int_0^\infty f(a) \Delta v(a) da.$$

Здесь c — скорость звука в жидкости; L_{max} , L_{min} — максимальное и минимальное расстояния от точек области энерговыделения до точки регистрации; V — объем области энерговыделения; $f(a)$ — плотность вероятности для распределения частиц. В первом приближении пренебрегаем зависимостью времени жизни пузырька от его размера ($\tau \sim W^{1/3}$, W — энергия, запасенная пузырьком [6]).

Объем пузырька, образовавшегося на поглощающей частице, можно записать в виде

$$(4) \quad \Delta v(a) = \frac{\pi a^3}{q} \left(\frac{E}{S} - \frac{4}{3} C \rho a \Delta t \right) \text{ при } \frac{E}{S} \geq \frac{4}{3} C \rho a \Delta t,$$

где q — энергия, необходимая для нагрева до температуры кипения и испарения единицы объема жидкости; C , ρ — удельная теплоемкость и плотность вещества частиц; $\Delta t = t_{\text{кип}} - 20^\circ\text{C}$.

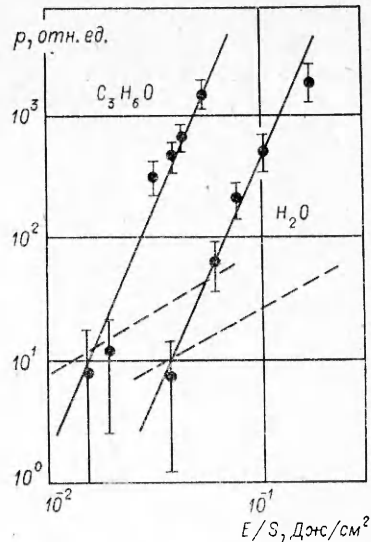
Ограничимся такими значениями плотности энергии лазерного пучка, при которых не происходит образования пузырьков на частицах с размерами $a \geq a_m = 7$ мкм. Подставляя (4) в (3) и учитывая, что верхний предел интегрирования является переменной величиной $a = (3/4) \times (E/S)(C\rho\Delta t)^{-1}$ и $f(a) \simeq 1/a_m$, получим

$$(5) \quad p \sim \frac{\rho_{ж}\omega^3\tau V N}{R a_m} \frac{1}{q (C\rho\Delta t)^3} \left(\frac{E}{S} \right)^4.$$

Отметим, что эта же зависимость амплитуды акустического сигнала от плотности энергии пучка и термодинамических параметров жидкости и частиц сохранится и для стабильных пузырьков (в этом случае $dp_\omega \sim (\rho_{ж}/r)\omega\Delta v$ [5]).

Эксперименты проводились с двумя жидкостями — водой и ацетоном. Концентрация частиц в воде составляла 10^5 см⁻³, в ацетоне — $0,4 \cdot 10^5$ см⁻³. Время жизни пузырьков, оцененное с помощью теневой методики, оказалось равным $\sim 10^{-6}$ с (время существования вблизи неоднородностей преломляющих ореолов оптического возмущения среды [2], которые также вызывают ослабление зондирующего луча, составляет

$\tau_0 \sim a^2/\chi \sim 10^{-4}-10^{-5}$ с, где χ — коэффициент температуропроводности жидкости). Это обусловило выбор полосы частот акустического тракта $\Delta f \sim (2\pi\tau)^{-1} \approx 160$ кГц $< f_{\text{конт}} \approx 300$ кГц. Максимальная плотность энергии пучка, при которой распределение поглощающих частиц по размерам можно считать равномерным, равна $\sim 10^{-1}$ Дж/см² для воды и $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ Дж/см² для ацетона. На фигуре представлены зависимости превышения полного акустического сигнала $p_{\text{п}}$ над сигналом, обусловленным термоакустическим механизмом генерации $p_{\text{т}}$ ($p = p_{\text{п}} - p_{\text{т}}$), от величины плотности энергии лазерного пучка для обеих жидкостей. Уровень термоакустического сигнала определялся аппроксимацией $p_{\text{т}} \sim E/S$ сигнала при малых плотностях энергии, который совпадал с сигналом в чистой жидкости с точностью $\sim 10\%$. Сплошные прямые соответствуют зависимости $p \sim (E/S)^4$. Штриховыми прямыми показан уровень термоакустического сигнала. Оценка показателя степени по методу наименьших квадратов дает величину $4,1 \pm 0,6$ для воды и $4,4 \pm 0,5$ для ацетона. Расстояние между прямыми (т. е. отношение величин плотностей энергии для одинакового абсолютного уровня сигналов) равно $2,1^{+1,3}_{-0,8}$. Расчет по формуле (5) дает величину 1,8. Из анализа полученных данных можно сделать вывод, что рассмотренная модель генерации звука ансамблем микропузырьков, хотя и является весьма грубой, верно отражает основные черты процесса.



Наличие акустического излучения от пузырьков, образующихся при поглощении энергии лазерного пучка на всегда имеющихся в жидкостях естественных примесях, следует учитывать при постановке оптико-акустических экспериментов, особенно в тех случаях, когда уровень исследуемого сигнала мал. Это относится, в частности, к измерению термоакустического сигнала в воде вблизи 4°C. Как отмечено в [7, 8], в этом случае появляются искажения акустического сигнала, которые могут быть объяснены излучением микропузырьков.

Рассмотренный эффект может быть использован для увеличения амплитуды акустического сигнала в жидкости без существенного изменения коэффициента поглощения лазерного излучения, а также для целей контроля наличия механических примесей в жидкости. Отметим также возможность изучения нелинейных эффектов при генерации звука в жидкости (связанных, например, с нелинейностью коэффициента теплового расширения) при сравнительно малых значениях плотности энергии лазерного пучка.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Г. А. Аскарьяну за обсуждение работы и С. В. Лукьянову за помощь при измерении распределения частиц по размерам.

Поступила 13 VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскарьян Г. А., Прохоров А. М. и др. Луч оптического квантового генератора в жидкости. — ЖЭТФ, 1963, т. 44, вып. 6.
2. Аскарьян Г. А. Уменьшение проникающей способности интенсивного света из-за рассеяния на преломляющих ореолах оптического возмущения среды вблизи неоднородностей. — ЖЭТФ, 1963, т. 45, вып. 3 (9).
3. Изгородин В. М., Кормер С. Б. и др. Изменение показателя преломления жидкости, содержащей поглощающие частицы и облучаемой мощным световым потоком. — Квант. электроника, 1979, т. 6, № 6.

4. Изгородин В. М., Пинегин А. В., Поклонцев Б. А. Воздействие лазерного излучения на показатель преломления прозрачных жидкостей, содержащих поглощающие частицы. — Квант. электроника, 1980, т. 7, № 4.
5. Аскарьян Г. А., Долгошеин Б. А. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий на больших глубинах. Препринт ФИАН СССР, № 160, 1976.
6. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
7. Голубничий П. И., Калужный Г. С., Яковлев В. П. Исследование механизма генерации акустического излучения, инициированного лазерным пучком в жидкости. Препринт ФИАН СССР, № 167, 1978.
8. Hunter S. D., Jones W. V., Malbrough D. J. Nonthermal acoustic signals from absorption of a cylindrical laser beam in water. — J. Acoust. Soc. Amer., 1981, vol. 69, N 6.

УДК 533.6.011.8 : 533.9.082

НАРУШЕНИЕ БОЛЬЦМАНОВСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ В СВОБОДНЫХ СТРУЯХ АЗОТА

А. Е. Беликов, А. Е. Зарвин, Н. В. Карелов,
Г. И. Сухинин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Неупругие столкновения с обменом энергии вращательного движения молекул интенсивно исследуются теоретически и экспериментально (см., например, [1, 2]). Сверхзвуковое расширение газа в соплах или в свободных струях является одним из наиболее удобных объектов для исследования вращательной релаксации, чем и обусловлено большое количество экспериментальных работ этого направления, выполненных в последние годы. В частности, в свободных струях могут быть достигнуты контролируемые значения поступательных температур в диапазоне от долей градусов Кельвина (такие низкие температуры при высокой плотности газа не могут быть получены другими способами) до нескольких тысяч.

В экспериментах по вращательной релаксации в струях используются различные методы диагностики, дающие информацию не только о макроскопических параметрах, но и о распределении заселенностей вращательных уровней. Однако, несмотря на очевидный прогресс в исследованиях, ряд принципиальных вопросов до сих пор остается нерешенным.

При интерпретации результатов некоторые авторы [3, 4] утверждают, что переход от равновесного состояния по вращательным степеням свободы в газодинамическом источнике к неравновесному на некотором удалении от него происходит через последовательность больцмановских распределений заселенностей вращательных уровней, в то время как другие [5, 6] обнаруживают нарушение больцмановского распределения. Вопрос о виде распределения заселенностей важен при теоретическом описании вращательной релаксации. В случае больцмановского распределения может быть введена вращательная температура, для которой справедливо релаксационное уравнение

$$dT_r/dt = -(T_r - T_t)/\tau_r,$$

где T_r , T_t — вращательная и поступательная температуры; τ_r — характерное время релаксации; t — время. В отсутствие больцмановского распределения при описании вращательной релаксации необходимо использование более сложной системы уравнений поуровневой кинетики. Наиболее подробная информация о вращательной релаксации к настоящему времени получена с использованием электронно-пучковой диагностики.

Развита Мунтцем [7] для азота модель процессов возбуждения молекулы $N_2 X^1\Sigma_g^+$ в состояние $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ с последующим спонтанным излучением $N_2^+ B^2\Sigma_u^+ \rightarrow N_2^+ X^2\Sigma_g^+$, связав интенсивности вращательных линий полосы 00 первой отрицательной системы (4 ОС) с заселенностями энергетических уровней в основном состоянии молекулы, позволила измерять распределение вращательной энергии молекул азота и в равновесии — вращательную температуру.

Однако в первых же тщательных исследованиях [8] было обнаружено, что при некоторых условиях распределение заселенностей вращательных уровней в состоянии $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ ($v=0$) существенно отличается от больцмановского. Этот факт вызвал сомнения в справедливости модели Мунтца, в частности двух допущений, сделанных автором при ее разработке: 1) возбуждение $N_2 X^1\Sigma_g^+ \rightarrow N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ происходит только первичными электронами пучка; 2) возбуждение быстрыми первичными электронами происходит с дипольными правилами отбора для вращательных квантовых чисел, т. е. $\Delta k = k' - k = \pm 1$, где k' и k соответствуют состояниям $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ и $N_2 X^1\Sigma_g^+$. Появились различные модифицированные модели возбуждения [9, 10], авторы которых отказываются от того или иного допущения Мунтца.

Вместе с тем высказывались также предположения, что обнаруженное отличие от равновесия не связано ни с диагностическим методом, ни с вращательной релаксацией,