

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА — БРИЛЛЮЭНА И ВЫНУЖДЕННОЕ ЭНТРОПИЙНОЕ (ТЕМПЕРАТУРНОЕ) РАССЕЯНИЕ СВЕТА

В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение спектров рассеянного света начато более сорока лет назад, и еще до появления различных лазерных источников возбуждения основные черты разнообразных спектров теплового рассеяния были выяснены¹. Изучались спектры комбинационного рассеяния света и спектры рассеяния, вызванного временным изменением флуктуаций диэлектрической проницаемости вследствие тепловых флуктуаций давления (рассеяние Мандельштама — Бриллюэна), флуктуаций энтропии (центральная компонента тонкой структуры линии Рэлея) и флуктуаций анизотропии (крыло линии Рэлея).

Применение газовых лазеров и мощных импульсов света твердотельных лазеров позволило увеличить объем сведений, получаемых при изучении спектров рассеянного света, и обнаружить ряд новых явлений¹⁻³. При возбуждении рассеяния гигантским импульсом лазера названные выше четыре вида рассеяния дают начало новым явлениям — вынужденному комбинационному рассеянию света⁴ (1963 г.), вынужденному рассеянию Мандельштама — Бриллюэна⁵ (1964 г.), вынужденному рассеянию света в крыле линии Рэлея⁶ (1965 г.) и вынужденному энтропийному (температурному) рассеянию⁷ (1967 г.). Обнаружены эффекты самофокусировки⁸ генетически связанные с некоторыми видами вынужденных рассеяний. Найдены спектральные сдвиги и уширения спектра импульса света, возникшие вследствие фазовой модуляции, обусловленной временным изменением нелинейной части показателя преломления⁹. Все эти и ряд других оптических явлений, возникающих при распространении через вещество интенсивного света, составляют содержание новой области физики, получившей название нелинейной оптики^{1-3, 10}.

Настоящая статья будет посвящена изложению основных результатов теоретического и экспериментального исследования вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) и вынужденного энтропийного (температурного) рассеяния света (ВТР).

В спектре теплового *) рассеяния света вследствие адиабатических флуктуаций плотности (флуктуаций давления) по обе стороны от несмещенной линии расположены компоненты Мандельштама — Бриллюэна^{1, 11, 12}, смещение $\Omega_{\text{МБ}}$ и ширина $2\delta\Omega_{\text{МБ}}$ которых определяются

*) Чтобы отличить тепловое рассеяние света от вынужденного рассеяния, мы используем этот термин, а не термин «спонтанное рассеяние», так как молекулярное рассеяние света есть всегда процесс вынужденный, а не спонтанный.

соотношениями

$$\Omega_{\text{МБ}} = \pm 2n \frac{v}{c} \omega_0 \sin \frac{\vartheta}{2}, \quad 2\delta\Omega_{\text{МБ}} = 2\alpha v; \quad (1)$$

здесь n , ϑ , v , α — коэффициент преломления среды, угол рассеяния, скорость гиперзвука и амплитудный коэффициент поглощения звука частоты $\Omega_{\text{МБ}}$, ω_0 и c — частота и скорость света в вакууме.

Рассеяние света вследствие изобарических флуктуаций плотности (флуктуаций энтропии) представлено в спектре несмещенной линией рэлеевского триплета с полушириной

$$2\delta\Omega_c = 2\chi |\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_p|^2 = 2\chi q^2, \quad (2)$$

где χ — коэффициент температуропроводности, \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_p — волновые векторы возбуждающего и рассеянного света.

При экспериментальном и теоретическом изучении спектров теплового рассеяния света принимается в расчет влияние теплового движения в среде на световую волну, но пренебрегается действием световой волны на движение в среде. Ситуация меняется, если рассеяние возбуждается мощным световым импульсом лазера. В этом случае напряженность электрического поля возбуждающей световой волны оказывается настолько большой ($\sim 10^4 - 10^8$ в/см), что это поле вместе с полем первоначально слабого теплового рассеяния начинает существенно влиять на характер движения в среде. Вследствие эффекта электрострикции эти поля будут приводить при определенных условиях к увеличению интенсивности звуковой волны, возникшей из-за флуктуаций давления. Эти поля могут также приводить вследствие ориентации анизотропных молекул (квадратичный эффект Керра) к увеличению ориентационных неоднородностей и, например, вследствие электрокалорического эффекта — к увеличению температурных неоднородностей в среде.

Все три перечисленных эффекта, лежащих в основе вынужденного молекулярного рассеяния света, являются квадратичными по полю, и в результате смещения возбуждающей и рассеянной световых волн, различающихся по частоте и волновому числу, воздействие света будет происходить в первую очередь на те фурье-составляющие флуктуаций, которые вызвали первоначальное тепловое рассеяние. Указанное выше увеличение неоднородностей в среде приведет в свою очередь к увеличению интенсивности рассеянного света, что вызовет увеличение неоднородностей, и т. д. Интенсивность рассеянного света будет нарастать нелинейно по мере распространения его в области нелинейного взаимодействия света и вещества.

Таким образом, воздействие света на среду приведет к изменению диэлектрической постоянной среды на величину $\Delta\epsilon$, и, следовательно, появится дополнительная нелинейная поляризация среды:

$$\mathcal{P}^{nl} = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} \mathbf{E} = \frac{1}{4\pi} \left[\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial p} \right)_{S,\zeta} p + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial S} \right)_{p,\zeta} S + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\zeta} \right)_{p,S} \zeta \right] \mathbf{E}; \quad (3)$$

здесь \mathbf{E} — суммарная напряженность электрического поля возбуждающей и рассеянной световых волн, p , S , ζ — отклонения давления, энтропии и степени ориентации молекул от их равновесного значения. В (3) принято, что изменение ϵ происходит вследствие изменения давления, энтропии и анизотропии среды и что при разложении ϵ по этим параметрам можно ограничиться первыми членами (слабая нелинейность). Из уравнений Максвелла с учетом нелинейной добавки к поляризации среды (3) получаем

$$\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + c^2 \text{rot rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial p} \right)_{S,\zeta} p \mathbf{E} + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial S} \right)_{p,\zeta} S \mathbf{E} + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\zeta} \right)_{p,S} \zeta \mathbf{E} \right], \quad (4)$$

где $\tilde{\epsilon} = \epsilon - i\epsilon''$ — комплексная диэлектрическая проницаемость среды *). Далее для решения задачи о вынужденном молекулярном рассеянии необходимы уравнения, описывающие влияние световых волн на p , S и ζ вследствие указанных выше эффектов стрикции, электрокалорического эффекта и ориентации молекул. Ниже, в гл. II обзора, посвященной теории вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), будут рассмотрены это уравнение для p и приближенные решения его (совместно с нелинейным уравнением Максвелла). В гл. III будут описаны результаты экспериментального изучения ВРМБ и там, где это возможно, проведено сравнение опыта с теорией. В гл. IV излагаются теория и экспериментальные результаты для ВТР. Явление вынужденного рассеяния света крыла линии Рэля требует специального обзора.

II. ТЕОРИЯ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА — БРИЛЛЮЭНА

Теоретически вопрос о ВРМБ рассматривался во многих работах ^{3, 5, 13-21, 121}. Наше изложение теории будет опираться главным образом на результаты нестационарной линейной теории Кролла ¹⁹ и стационарной нелинейной теории Танга ²⁰, которые передают основные и различные особенности этого явления.

1. И с х о д н ы е у р а в н е н и я

При распространении световых волн с суммарной напряженностью электрического поля \mathbf{E} в среде возникают силы электрострикции с объемной плотностью ²²

$$\mathbf{f} = \frac{1}{8\pi} \text{grad} \left[\mathbf{E}^2 \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] - \frac{\mathbf{E}^2}{8\pi} \text{grad} \epsilon. \quad (5)$$

Для относительного изменения плотности $u = \rho_1/\rho$ из гидродинамической теории вытекает следующее уравнение ²³:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \nabla^2 \left(v_p^2 u + \Gamma \frac{\partial u}{\partial t} \right) = -\frac{1}{\rho} \text{div} \mathbf{f}, \quad (6)$$

где v_p — фазовая скорость звука в среде в отсутствие электрического поля, $\Gamma = (\eta' + 4/3\eta)/\rho$, η' и η — объемный и сдвиговой коэффициенты вязкости.

Подставляя (5) в (6), пренебрегая в правой части (6) малыми членами (более высокой степени по полю, чем \mathbf{E}^2) и сделав замену $u = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial p}$, получим для давления в среде p следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \nabla^2 \left(v_p^2 p + \Gamma \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{Y}{8\pi\rho\beta_S} \mathbf{E}^2 \right). \quad (7)$$

В (7) введены обозначения

$$\beta_S = \frac{1}{\rho v^2}, \quad Y = \rho \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_S, \quad (8)$$

$$v^2 = v_p^2 + \frac{1}{8\pi} \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} |\mathbf{E}|^2, \quad (9)$$

где β_S — сжимаемость среды, Y — параметр нелинейной связи, взятые при постоянном S потому, что ниже будут рассматриваться частоты гиперзвука ($\sim 10^9 - 10^{10}$ гц), когда рассматриваемые процессы адиабатические.

*) Здесь предполагается, что $\epsilon'' \ll \epsilon$.

Скорость звука v является, вообще говоря, функцией амплитуды электрического поля сильной электромагнитной волны. Но, так как p порядка $|\mathbf{E}|^2$, из (7) ясно, что учет зависящей от поля поправки в (9) связан с более высоким приближением, чем мы здесь используем.

Будем полагать, что явление ВРМБ развивается независимо от остальных нелинейных процессов. Тогда в (4) остается в правой части только член, содержащий давление p , и принимая во внимание, что поправка, связанная с учетом поперечности световой волны, мала ($\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$ и, следовательно, $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{n^2} Y \beta_S \nabla (\nabla p \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \approx -\nabla^2 \mathbf{E}$), получим уравнение

$$\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} - 2i \frac{k_\omega n}{\omega c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} Y \beta_S \frac{\partial^2 (p \mathbf{E})}{\partial t^2}, \quad (10)$$

где $2k_\omega = \omega_0 \varepsilon'' / cn$ — коэффициент экстинкции света и $c = c_0/n$ — скорость света в среде.

Система уравнений (7) и (10) является исходной для решения задачи о ВРМБ. Решение ее ищем в виде суммы плоских волн с медленно изменяющимися амплитудами

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \sum_{l=0}^2 \mathbf{E}_l(t, \mathbf{r}) \exp(i\omega_l t - i\mathbf{k}_l \mathbf{r}) + \text{к. с.}, \quad (11)$$

$$p = \frac{1}{2} p(t, \mathbf{r}) \exp(i\Omega t - i\mathbf{q} \mathbf{r}) + \text{к. с.} \quad (12)$$

В (11) $\omega_0, \mathbf{k}_0, \mathbf{E}_0$ относятся к возбуждающей световой волне, а $\omega_1, \mathbf{k}_1, \mathbf{E}_1$ и $\omega_2, \mathbf{k}_2, \mathbf{E}_2$ — к рассеянным стоксовой и антистоксовой световым волнам. Положим далее

$$\omega_0 = \omega_1 + \Omega = \omega_2 - \Omega, \quad \Delta_1 = \mathbf{q} - \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1, \quad \Delta_2 = \mathbf{q} + \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_2. \quad (13)$$

Очевидно, что условия $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ соответствуют условию Брэгга для взаимодействующих световых и звуковых волн, а отличие этих величин от нуля дает определенную расстройку. Наконец, предположим, что амплитуды световых и звуковых волн изменяются медленно по сравнению с осцилляциями этих волн, т. е. выполняются условия

$$|\mathbf{k}_l|, |\mathbf{q}| \gg \left| \frac{1}{E_l} \frac{\partial E_l}{\partial x} \right|, \quad \left| \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} \right|, \quad \omega_l, \Omega \gg \left| \frac{1}{E_l} \frac{\partial E_l}{\partial t} \right|, \quad \left| \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial t} \right|. \quad (14)$$

Подставляя (11) и (12) в (7) и (10), пренебрегая (вследствие условий (14)) вторыми производными от амплитуд и приравнявая выражения при соответствующих экспонентах, получим для взаимодействующих волн с амплитудами $\mathbf{E}_0, \mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ и p следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\omega_0 n^2}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + (\mathbf{k}_0 \nabla) \mathbf{E}_0 - \frac{1}{2} i \left(\mathbf{k}_0^2 - \frac{\omega_0^2 n^2}{c^2} \right) \mathbf{E}_0 + k_\omega |\mathbf{k}_0| \mathbf{E}_0 = \\ = -\frac{i\omega_0^2}{4c^2} Y \beta_S \{ p \mathbf{E}_1 e^{-i\Delta_1 \mathbf{r}} + p^* \mathbf{E}_2 e^{i\Delta_2 \mathbf{r}} \}, \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\omega_1 n^2}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} + (\mathbf{k}_1 \nabla) \mathbf{E}_1 - \frac{1}{2} i \left(\mathbf{k}_1^2 - \frac{\omega_1^2 n^2}{c^2} \right) \mathbf{E}_1 + k_\omega |\mathbf{k}_1| \mathbf{E}_1 = \\ = -\frac{i\omega_1^2}{4c^2} Y \beta_S \mathbf{E}_0 p^* e^{i\Delta_1 \mathbf{r}}, \end{aligned} \quad (15b)$$

$$\frac{\omega_2 n^2}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_2}{\partial t} + (\mathbf{k}_2 \nabla) \mathbf{E}_2 - \frac{1}{2} i \left(\mathbf{k}_2^2 - \frac{\omega_2^2 n^2}{c^2} \right) \mathbf{E}_2 + k_\omega |\mathbf{k}_2| \mathbf{E}_2 = -\frac{i\omega_2^2}{4c^2} Y \beta_S \mathbf{E}_0 p e^{-i\Delta_2 \mathbf{r}}, \quad (15c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Omega}{v^2} \frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{q} \nabla) p - \frac{1}{2} i \left(\mathbf{q}^2 - \frac{\Omega^2}{v^2} \right) p + \alpha |\mathbf{q}| p = \\ = -\frac{iY}{46\pi} \{ \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_1^* (\mathbf{q} - \Delta_1)^2 e^{i\Delta_1 \mathbf{r}} + \mathbf{E}_0^* \mathbf{E}_2 (\mathbf{q} - \Delta_2)^2 e^{i\Delta_2 \mathbf{r}} \}. \end{aligned} \quad (15d)$$

Последнее уравнение получено в предположении $\Gamma\Omega/v^2 = \alpha\Lambda/\pi \ll 1$ (условие существования звуковых волн), где $\alpha = \Gamma q^2/2v$ — амплитудный коэффициент затухания звука. В аналитической форме в общем виде систему уравнений (15) решить нельзя.

Дальнейшее рассмотрение явления ВРМБ проводится путем анализа системы уравнений (15) при различных дополнительных ограничивающих предположениях. Анализ показывает, что при не очень малых углах рассеяния антистоксова компонента в результате нелинейного взаимодействия не усиливается, а затухает и поэтому в этой главе учитываться не будет. Что касается малых углов рассеяния, то там ситуация другая, и ниже мы вернемся к этому вопросу.

2. Л и н е й н а я н е с т а ц и о н а р н а я т е о р и я

Предположим, что условие Брэгга выполнено, т. е. что $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$. Это означает, что смещение компонент Мандельштама — Бриллюэна $\Omega_{\text{МБ}}$ относительно частоты возбуждающего света определяется выражением (1). Положим далее $\mathbf{k}_1^2 = n^2\omega_1^2/c^2$, $\mathbf{q}^2 = \Omega^2/v^2$ и $|\mathbf{E}_0| \gg |\mathbf{E}_1|$, $|\mathbf{E}_2|$, $|\mathbf{E}_0|^2 = \text{const}$ (приближение заданной возбуждающей волны). Тогда, пренебрегая антистоксовым рассеянием, из (15) получим следующую линейризованную систему уравнений для амплитуд стоксовой световой и гиперзвуковой волн:

$$\begin{aligned} \frac{\omega_1^2 n^2}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} + (\mathbf{k}_1 \nabla) \mathbf{E}_1 + k_\omega |\mathbf{k}_1| \mathbf{E}_1 = - \frac{i\omega_1^2}{4c^2} Y \beta_S \mathbf{E}_0 p^*, \\ \frac{\Omega}{v^2} \frac{\partial p^*}{\partial t} + \mathbf{q} \nabla p^* + \alpha |\mathbf{q}| p^* = \frac{i q^2}{16\pi} \mathbf{E}_0^* \mathbf{E}_1. \end{aligned} \quad (16)$$

Система уравнений (16) имеет экспоненциальные решения, из которых, вообще говоря, можно построить общее решение, если задать начальные и граничные условия. В общем случае рассеяния под любыми углами эта задача достаточно сложна. Сравнительно просто провести рассмотрение ВРМБ для двух частных, но важных случаев: а) случая ВРМБ в резонаторе, когда направление рассеяния (\mathbf{k}_1) задано осью резонатора. б) рассеяния назад ($\vartheta = 180^\circ$).

а) ВРМБ в р е з о н а т о р е. Для случая резонатора решение (16) ищем в виде *) $E_1 \sim p^* \sim \exp(\beta t + i\mathbf{b}\mathbf{r})$. Внося эти выражения в (16), получим дисперсионное соотношение и из него, учитывая, что $v/c \ll 1$, найдем следующее выражение для β :

$$\begin{aligned} \beta_{1,2} = \frac{1}{2} \left(-\alpha v - \frac{1}{n} k_\omega c - \frac{1}{n} i c \frac{\mathbf{k}_1 \mathbf{b}}{|\mathbf{k}_1|} \right) \pm \\ \pm \frac{1}{2} \left\{ \left(\alpha v - \frac{1}{n} k_\omega c - \frac{1}{n} i c \frac{\mathbf{k}_1 \mathbf{b}}{|\mathbf{k}_1|} \right)^2 + \frac{\omega_1 \Omega^2 \beta_S}{16\pi n^2} |\mathbf{E}_0|^2 \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Из (17) видно, что лишь одно решение ($\text{Re } \beta_1 > 0$) соответствует возрастанию амплитуды поля рассеянной волны и волны гиперзвука во времени (временная неустойчивость). Максимальное значение β будет при $b = 0$, и порог возникновения генерации ВРМБ в резонаторе определяется условием $\text{Re } \beta_1 \geq 0$ или

$$\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi} \geq \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi} \right)_{\text{пр}} = \frac{8n^2 k_\omega \alpha}{Y^2 \beta_S |\mathbf{q}| |\mathbf{k}_1|}. \quad (18)$$

*) Осциллирующее пространственное изменение выбирается, чтобы удовлетворить граничным условиям в резонаторе.

При значительном превышении порога, пренебрегая в (17) акустическими и оптическими потерями, получим

$$\beta \approx \frac{Y |\mathbf{E}_0|}{8n} \left(\frac{\omega_1 \Omega \beta_S}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

а вблизи порога из разложения (17) найдем

$$\beta \approx \frac{c}{n} \left(-k_\omega + \frac{|\mathbf{q}| |\mathbf{k}_1| Y^2 \beta_S}{64 \pi n^2 \alpha} |\mathbf{E}_0|^2 \right). \quad (20)$$

Подставляя в (16) решение для p и E_1 в указанной выше экспоненциальной форме, найдем, что вблизи порога отношение плотности энергии рассеянной волны W_1 к плотности энергии в звуковой волне W_p определяется выражением

$$\frac{W_1}{W_p} \approx \frac{\omega_1 \alpha V n}{\Omega k_\omega c}, \quad (21)$$

а при значительном превышении порога

$$\frac{W_1}{W_p} \approx \frac{\omega_1}{\Omega}. \quad (22)$$

Последнее равенство (соотношение Мэнли—Роу) означает, что в процессе ВРМБ рождение каждого фотона сопровождается рождением фонона.

б) Рассеяние назад (угол рассеяния $\theta = 180^\circ$). В этом случае решение системы уравнений (16) ищем в виде $E_1 \sim p^* \sim \exp(i\beta t + bx)$. Будем считать, что E_1 распространяется в положительном направлении оси x . Как и в предыдущем случае, найдем дисперсионное соотношение и, учитывая, что $v/c \ll 1$, получим

$$b_{1,2} = \frac{1}{2} \left(-\alpha - k_\omega + i \frac{\beta}{v} \right) \pm \frac{1}{2} \left\{ \left(\alpha + k_\omega + i \frac{\beta}{v} \right)^2 - \frac{|\mathbf{q}| |\mathbf{k}_1| Y^2 \beta_S}{16 \pi n^2} |\mathbf{E}_0|^2 \right\}^{1/2}. \quad (23)$$

Граничные условия задаем в следующем виде:

$$E_1(0, t) = E_{10} \exp(i\beta t), \quad p^*(L, t) = 0. \quad (24)$$

Учитывая (23) и (24), получим из (16) для $E_1(x, t)$

$$E_1(x, t) = E_{10} \exp(i\beta t + b_2 x) \cdot \frac{1 - \frac{k_\omega + b_2}{k_\omega + b_1} \exp\{(b_2 - b_1)(L - x)\}}{1 - \frac{k_\omega + b_2}{k_\omega + b_1} \exp\{(b_2 - b_1)L\}}. \quad (25)$$

Знаки b_1 и b_2 в (23) выбираем так, чтобы было $\text{Re}(b_2 - b_1) \leq 0$.

При достаточно малых полях, когда $|\mathbf{E}_0|^2 < (|\mathbf{E}_0|^2)_{\text{кр}}$ (выражение для $(|\mathbf{E}_0|^2)_{\text{кр}}$ см. ниже), усиление стабильно (устойчиво) во всей области взаимодействия, и при $L \rightarrow \infty$ из (25) следует

$$E_1 = E_{10} \exp(i\beta t + b_2 x). \quad (26)$$

Коэффициент усиления ВРМБ максимален при $\beta = 0$ (стационарный режим) и равен

$$\begin{aligned} g_{\text{МБ}} = 2b_2 = \alpha - k_\omega - \left\{ (\alpha + k_\omega)^2 - \frac{1}{16 \pi n^2} |\mathbf{q}| |\mathbf{k}_1| Y^2 \beta_S |\mathbf{E}_0|^2 \right\}^{1/2} \approx \\ \approx -2k_\omega + \frac{|\mathbf{q}| |\mathbf{k}_1| Y^2 \beta_S |\mathbf{E}_0|^2}{32 \pi n^2 \alpha}. \end{aligned} \quad (27)$$

Последнее приближенное выражение получается при $|\mathbf{E}_0|^2 \ll (|\mathbf{E}_0|^2)_{\text{кр}}$.

Из (27) нетрудно найти условие, при котором коэффициент усиления $g_{\text{МБ}}$ положителен. Из этого же условия вытекает выражение для

порога возникновения ВРМБ. Выражение это совпадает с полученным ранее выражением (18), определяющим начало генерации ВРМБ в резонаторе.

В определенных условиях при ВРМБ под углом $\vartheta = 180^\circ$ может развиваться временная неустойчивость. При $|E_0|^2 > (|E_0|^2)_{\text{кр}}$ или

$$\frac{|E_0|^2}{8\pi} > \left(\frac{|E_0|^2}{8\pi} \right)_{\text{кр}} = \frac{2n^2 (\alpha + k_\omega)^2}{|q| |k_1| Y^2 \beta_S} \quad (28)$$

существует такая критическая длина $L_{\text{кр}}$, что если $L \gg L_{\text{кр}}$, режим становится неустойчивым и возможна генерация. Это следует из того факта, что существуют действительные положительные величины $\beta' = i\beta$, для которых знаменатель в (25) обращается в нуль. Условие, при котором знаменатель в (25) обращается в нуль, можно записать так:

$$\begin{aligned} \left(\alpha + k_\omega + \frac{\beta'}{v} \right) \operatorname{tg} \left\{ \frac{1}{2} L_{\text{кр}} \left[\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S}{16\pi n^2} |E_0|^2 - \left(\alpha + k_\omega + \frac{\beta'}{v} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} = \\ = - \left[\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S}{16\pi n^2} |E_0|^2 - \left(\alpha + k_\omega + \frac{\beta'}{v} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (29) \end{aligned}$$

откуда для наименьшего значения $L_{\text{кр}}$ вытекает следующее неравенство:

$$\begin{aligned} \left(\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S |E_0|^2}{16\pi n^2} - \frac{4\pi^2}{L_{\text{кр}}^2} \right)^{1/2} - \\ - (\alpha + k_\omega) < \frac{\beta'}{v} < \left(\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S |E_0|^2}{16\pi n^2} - \frac{\pi^2}{L_{\text{кр}}^2} \right)^{1/2} - (\alpha + k_\omega). \quad (30) \end{aligned}$$

При $L \rightarrow \infty$

$$\frac{\beta'}{v} \rightarrow \left(\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S |E_0|^2}{16\pi n^2} \right)^{1/2} - (\alpha + k_\omega),$$

и для $b_1 = b_2 = b$ получаем

$$b = -k_\omega + \frac{1}{2} \left(\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S |E_0|^2}{16\pi n^2} \right)^{1/2}. \quad (31)$$

Экспоненциальная зависимость амплитуды поля в нестабильном случае имеет вид

$$\begin{aligned} E_1 \sim \exp \left\{ vt \left[\left(\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S |E_0|^2}{16\pi n^2} \right)^{1/2} - (\alpha + k_\omega) \right] + \right. \\ \left. + x \left[\frac{1}{2} \left(\frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S |E_0|^2}{16\pi n^2} \right)^{1/2} - k_\omega \right] \right\}. \quad (32) \end{aligned}$$

Отметим, что временная неустойчивость (генерация) развивается при значительно больших интенсивностях света, чем стабильное экспоненциальное усиление ВРМБ. Так, из сравнения (18) и (28) получим (при $k_\omega \ll \alpha$)

$$\frac{(|E_0|^2)_{\text{пр}}}{(|E_0|^2)_{\text{кр}}} \approx 4 \frac{k_\omega}{\alpha}. \quad (33)$$

Для чистых жидкостей (33) дает величину $\sim 10^{-6}$. Из сравнения (19) и (32) нетрудно видеть, что в резонаторе скорость временного нарастания поля в $(c/v)^{1/2}/2$ раз больше, чем при развитии временной неустойчивости при рассеянии назад. Следует отметить также, что развитие нестабильности при рассеянии назад отличается от временной неустойчивости в резонаторе. В первом случае происходит пространственный рост амплитуды рассеянной волны, который при $x \gg vt$ доминирует над временным ростом, а во втором случае — лишь временное нарастание амплитуд.

в) Переходные, зависящие от времени решения. В пп. а) и б) мы рассмотрели два частных случая экспоненциальных решений системы уравнений (16) для ВРМБ в резонаторе и для ВРМБ под углом $\theta = 180^\circ$. Рассмотрим теперь общий случай зависящих от времени переходных решений для амплитуд при ВРМБ. Для этого приведем систему уравнений (16) к более симметричному виду, вводя обозначения

$$\nabla' = \frac{\partial}{\partial \xi'}, \quad \xi' = \frac{r}{X}, \quad \tau = \frac{t}{T}, \quad \mathcal{P} = -i \left(\frac{4\pi |k_1| \beta_S}{n^2 |q|} \right)^{1/2} p^*,$$

$$T = \frac{X}{v}, \quad \delta_3 = \alpha X, \quad \delta_1 = k_\omega X, \quad X = \left(\frac{64\pi n^2}{Y^2 \beta_S |q| |k_1| |E_0|^2} \right)^{1/2},$$

$$\Psi = \frac{k_1 q}{|k_1| |q|}.$$

Будем рассматривать изменение амплитуд вдоль k_1 и введем координату в этом направлении $\xi = k_1 \xi' / |k_1|$. Тогда с учетом (34) из системы уравнений (16) получим

$$\frac{v}{c} \frac{\partial E_1}{\partial \tau} + \frac{\partial E_1}{\partial \xi} + \delta_1 E_1 = \mathcal{P}, \quad \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \tau} + \Psi \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \xi} + \delta_3 \mathcal{P} = E_1. \quad (35)$$

Начальные и граничные условия записываются следующим образом:

$$E_1(\xi, 0) = E_{10} \exp(-\delta_1 \xi), \quad E_1(0, \tau) = E_{10}, \quad (36)$$

$$\mathcal{P}(\xi, 0) = \mathcal{P}_0, \quad \mathcal{P}(0, \tau) = \mathcal{P}_0 \exp(-\delta_3 \tau),$$

или

$$\mathcal{P}(\mathcal{L}, \tau) = \mathcal{P}_0 \exp(-\delta_3 \tau). \quad (37)$$

Последние два условия соответствуют либо рассеянию вперед, либо рассеянию назад. Из (35), (36) и (37) в предположении, что для $\Psi > 0$ выполняется условие $\xi \gg \tau$ ($x \gg vt$) и для $\Psi < 0$ выполняется условие $\xi < \mathcal{L} - \tau$ ($x < L - vt$), получим

$$E_1(\xi, \tau) =$$

$$= E_{10} e^{-\delta_1 \xi} + \mathcal{P}_0 \frac{1 - e^{-\delta_1 \xi}}{\delta_1} + \int_0^\xi \int_0^\tau E_1(\xi - \Psi \tau_1, \tau - \tau_1) e^{\delta_1(\xi_1 - \xi) - \delta_3 \tau} d\xi_1 d\tau_1. \quad (38)$$

Решение (38) удобно выразить через функцию $U(\xi, \tau)$:

$$E_1(\xi, \tau) = E_{10} e^{-\delta_1 \xi} U(\xi, \tau) + \mathcal{P}_0 e^{-\delta_1 \xi} \frac{\partial U(\xi, \tau)}{\partial \tau}, \quad (39)$$

где $U(\xi, \tau)$ удовлетворяет следующему интегральному уравнению:

$$U(\xi, \tau) = 1 + \int_0^\xi \int_0^\tau U(\xi - \Psi \tau_1, \tau - \tau_1) e^{\delta_1 \xi_1 - \delta_3 \tau_1} d\xi_1 d\tau_1. \quad (40)$$

Решение уравнения (40) имеет вид

$$U(\xi, \tau) = 1 + \xi \int_0^\tau \frac{\exp[(-\delta_3 - \Psi \delta_1) \tau_1]}{\tau_1^{1/2} (\xi - \Psi \tau_1)^{1/2}} I_1[2\tau_1^{1/2} (\xi - \Psi \tau_1)^{1/2}] d\tau_1. \quad (41)$$

В (41) I_1 — модифицированная функция Бесселя первого порядка, асимптотическое значение которой при больших аргументах равно

$$I_1[2\tau_1^{1/2} (\xi - \Psi \tau_1)^{1/2}] \approx \frac{\exp[2\tau_1^{1/2} (\xi - \Psi \tau_1)^{1/2}]}{[4\pi \tau_1^{1/2} (\xi - \Psi \tau_1)^{1/2}]^{1/2}}. \quad (42)$$

Подставляя (42) в (41) и тем самым исключая область малых ξ , при малых τ_1 получим

$$U(\xi, \tau) = 1 + \frac{\xi}{(4\pi)^{1/2}} \int_0^\tau \frac{d\tau_1 \exp[2\tau_1^{1/2}(\xi - \Psi\tau_1)^{1/2} - (\delta_3 - \Psi\delta_1)\tau_1]}{[\tau_1(\xi - \Psi\tau_1)]^{3/4}}. \quad (43)$$

Из (43) видно, что при рассеянии назад ($\Psi < 0$) и при условии $(\delta_3 + \delta_1) < 2$, что совпадает с условием развития неустойчивости (28), интеграл (43) расходится при $\tau \rightarrow \infty$ и, следовательно, решение неустойчиво. В случае, если числитель под интегралом в (43) имеет максимум в области от 0 до τ , приближенное значение интеграла (43) имеет вид

$$U(\xi, \tau) = \frac{\xi \exp[2\tau^{1/2}(\xi - \Psi\tau)^{1/2} - (\delta_3 - \Psi\delta_1)\tau]}{(4\pi)^{1/2} [\tau(\xi - \Psi\tau)]^{1/4} [\xi - 2\Psi\tau - (\delta_3 - \Psi\delta_1)\tau^{1/2}(\xi - \Psi\tau)^{1/2}]}. \quad (44)$$

При этом необходимо, чтобы выполнялось условие $\tau \gg 1$. В стабильном случае необходимо, кроме того, выполнение условия

$$\tau > \tau_{\max} = \frac{\xi}{2\Psi} \left\{ 1 - \frac{(\delta_3 - \Psi\delta_1)}{[(\delta_3 - \Psi\delta_1)^2 + 4\Psi]^{1/2}} \right\}. \quad (45)$$

τ_{\max} есть то значение τ , при котором числитель под интегралом в (43) принимает свое максимальное значение и, таким образом, при $\tau > \tau_{\max}$ (и $\Psi > -(\delta_3 - \Psi\delta_1)/2$) достигается стационарный режим. Выполнение условия (45) означает, что максимальное значение числителя под интегралом в (43) заключено в области интегрирования. Из (44) следует, что в неустойчивом случае при рассеянии назад ($\Psi = -1$, $\delta_3 + \delta_1 < 2$) и при $\tau \ll \xi$ в согласии с (32) экспонента имеет вид $\exp[(2 - \delta_3 - \delta_1)\tau + (1 - \delta_1)\xi]$. Для случая коротких импульсов ($\tau \ll \xi$), принимая $\delta_1 \ll \delta_3$, из (44) получим

$$U(\xi, \tau) \sim \exp(2\tau^{1/2}\xi^{1/2} - \delta_3\tau). \quad (46)$$

Для случая стабильного усиления из (43) при $\tau \rightarrow \infty$ и принимая во внимание (45), нетрудно получить в полном согласии с рассмотренными в п. б) экспоненциальными решениями

$$U(\xi, \tau) \rightarrow \exp \frac{\xi}{2\Psi} \{ -(\delta_3 - \Psi\delta_1) + [(\delta_3 - \Psi\delta_1)^2 + 4\Psi]^{1/2} \}. \quad (47)$$

Таким образом, в основном изменение $E_1(\xi, \tau)$ определяется экспонентами (44) или (47), которые, согласно (39), нужно умножить еще на $\exp(-\delta_1\xi)$.

Выше везде мы задавали начальные значения p_0 и E_{10} на границе; следовательно, например, для стабильного случая при большом t источник должен исчезнуть. В действительности при ВРМБ мы должны исходить из того обстоятельства, что источники p_0 и E_{10} флуктуационного происхождения и в среднем распределены равномерно в среде. Будем пренебрегать спонтанными флуктуациями электромагнитного поля и рассмотрим, как можно учесть равномерное распределение тепловых источников давления в области взаимодействия волн. Пусть в среде имеются N источников, которые возбуждаются в произвольные, случайным образом распределенные моменты времени τ_i и со случайными амплитудами \mathcal{P}_i . Тогда для среды можно записать

$$\mathcal{P}_T = \sum_i \mathcal{P}_i \Theta(\tau - \tau_i) \exp[(\tau_i - \tau)\delta_3], \quad (48)$$

где $\Theta(\tau) = 1$ для $\tau > 0$ и $\Theta(\tau) = 0$ для $\tau < 0$. Среднее значение по ансамблю

$$\langle \mathcal{P}_T^2 \rangle = N \langle \mathcal{P}_i^2 \rangle \int_{-\infty}^{\tau} \exp[2\delta_3(\tau_i - \tau)] d\tau_i, \quad (49)$$

или $2\delta_3 \langle \mathcal{P}_T^2 \rangle = N \langle \mathcal{P}_i^2 \rangle$. На основании (39) для E_1 можно записать $E_1(\xi, \tau) = \sum_{i, \tau_i < 0} \mathcal{P}_i \dot{U}(\xi, \tau) \exp(\delta_3 \tau_i) + \sum_{i, \xi > \tau_i > 0} \mathcal{P}_i \dot{U}(\xi, \tau - \tau_i)$. После усреднения получим

$$\langle E_1^2(\xi, \tau) \rangle = \langle \mathcal{P}_T^2 \rangle \left\{ [\dot{U}(\xi, \tau)]^2 + 2\delta_3 \int_0^{\tau} d\tau_1 [\dot{U}(\xi, \tau_1)]^2 \right\}. \quad (50)$$

Заменяя \mathcal{P} на p , получим следующую зависимость интенсивности рассеянной волны \mathcal{J}_1 от интенсивности тепловых флуктуаций давления (интенсивности дебаевских волн) \mathcal{J}_T :

$$\mathcal{J}_1 = \frac{\omega_1}{\Omega} \mathcal{J}_T \left\{ [\dot{U}(\xi, \tau)]^2 + 2\delta_3 \int_0^{\tau} d\tau_1 [\dot{U}(\xi, \tau_1)]^2 \right\}. \quad (51)$$

\mathcal{J}_T легко вычисляется методами статистической физики. Таким же образом, как было получено выражение (51), можно найти, используя первое уравнение системы (35) и пренебрегая оптическими потерями, связь между интенсивностью рассеянной световой волны \mathcal{J}_1 и интенсивностью звуковой волны \mathcal{J}_p при ВРМБ:

$$\frac{\mathcal{J}_p}{\mathcal{J}_1} = \left(\frac{\Omega}{\omega_1} \right) \left[\left(\frac{\partial \dot{U}}{\partial \xi} \right)^2 + 2\delta_3 \int_0^{\tau} d\tau_1 \left(\frac{\partial \dot{U}}{\partial \xi} \right)^2 \right] / \left[\dot{U}^2 + 2\delta_3 \int_0^{\tau} d\tau_1 [\dot{U}]^2 \right]. \quad (52)$$

Для коротких импульсов, используя (46), получим

$$\frac{\mathcal{J}_p}{\mathcal{J}_1} = \frac{\Omega}{\omega_1} \frac{\tau}{\xi} = \frac{\Omega}{\omega_1} \frac{vt}{x} \quad (vt \ll x). \quad (53)$$

Следовательно, интенсивность звуковой волны для коротких импульсов будет значительно меньше, чем следует из соотношения Мэнли — Роу.

3. Стационарная теория ВРМБ

Для среды с достаточно большими акустическими потерями, когда неустойчивость не может развиваться и когда длительность импульса лазера значительно больше времени жизни фононов, можно рассматривать стационарную задачу. Требования, чтобы длительность импульса t_0 была много больше времени жизни фононов $\tau_\phi = 1/2\alpha v$, означает, другими словами, что спектральная ширина лазерного излучения $\delta\omega_0$ вследствие конечной длительности импульса должна быть значительно меньше ширины линий теплового рассеяния Мандельштама — Бриллюэна, т. е. $\delta\omega_0 \ll \delta\Omega_{\text{МБ}}$. Точнее, время затухания переходных, зависящих от времени решений определяется выражением (45), из которого следует, что вдали от области неустойчивости ($\delta_3 \gg 2$) стационарное состояние достигается при длительностях импульса

$$t_0 > g_{\text{МБ}} L / 2\alpha v = \tau_\phi J, \quad (54)$$

где $g_{\text{МБ}}$ — коэффициент усиления при стабильном ВРМБ, $J = g_{\text{МБ}} L$ — усиление во всей области нелинейного взаимодействия.

Рассмотрим, следуя ²⁰, наиболее интересный случай рассеяния назад, в котором можно учесть также эффект насыщения, когда интенсивность рассеянного света может сравниться с интенсивностью возбуждающего света (нелинейные решения). В стационарной задаче удастся также

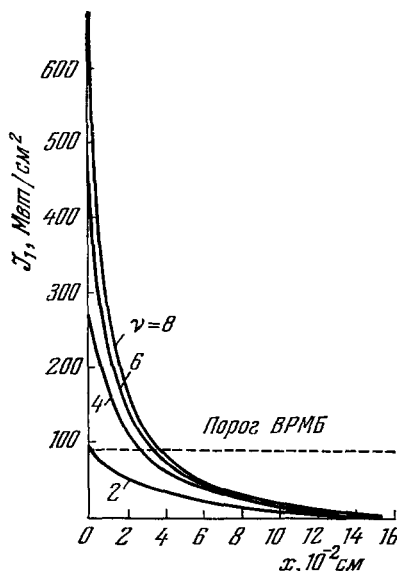


Рис. 1. Интенсивность ВРМБ в CS_2 как функция расстояния от начала области нелинейного взаимодействия для нескольких значений $J_0 = \nu J_{\text{пор}}$ ($J_{\text{пор}} = 90 \text{ Мвт/см}^2$ — пороговая интенсивность J_0 для CS_2 , $\nu = 2, 4, 6, 8$) ²¹.

При расчете использовались следующие параметры для CS_2 : $\rho = 1,26 \text{ г/см}^3$, $n = 1,62$, $Y = 2,50$, $v = 1,24 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, $\alpha = 1600 \text{ см}^{-1}$.

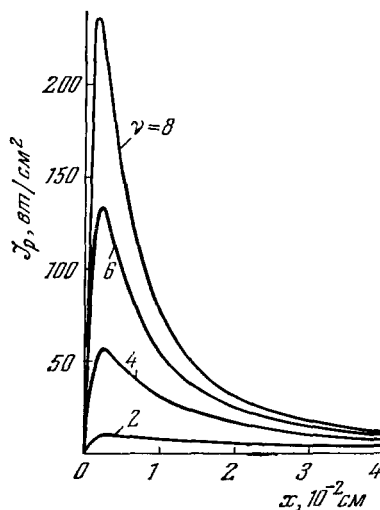


Рис. 2. Интенсивность гиперзвука при ВРМБ в CS_2 как функция расстояния от начала области нелинейного взаимодействия для нескольких значений $J_0 = \nu J_{\text{пор}}$ ($\nu = 1, 4, 6, 8$) ²¹.

проследить за изменением ширины компонент ВРМБ. Для этого следует учесть возможность неполного синхронизма, т. е. в общей системе уравнений (15) считать $\Delta_1 \neq 0$. Тогда, учитывая, что возбуждающий свет и звуковая волна распространяются вперед, а рассеянный свет назад (в сторону уменьшения x), получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_0}{\partial x} + k_\omega E_0 &= -\frac{i\omega_0}{4c} Y \beta_{sp} E_1 e^{-ix\Delta}, & \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha p &= -\frac{i|q|}{16\pi} E_0 E_1^* e^{ix\Delta}; \\ -\frac{\partial E_1}{\partial x} + k_\omega E_1 &= -\frac{i\omega_1}{4c} Y \beta_{sp}^* E_0 e^{ix\Delta}, \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

здесь $\Delta = q - k_0 - k_1 \approx (1/v) (\bar{\omega}_1 - \omega_1)$, где $\bar{\omega}_1 = \omega_0 [1 - (2n \cdot 2v/c)]$ — обычная стоксова частота при выполнении условия Брэгга ($\vartheta = 180^\circ$). Считая $\omega_1 \neq \bar{\omega}_1$, мы тем самым рассматриваем конечную полосу усиления. В общем случае систему уравнений (55) в аналитическом виде решить не удастся *).

*) В частном случае, когда $k_\omega = \alpha = 0$ и $\Delta = 0$, можно получить точные аналитические решения системы уравнений (55) через эллиптические функции Якоби. Эти решения получены в ²⁴ и приведены в ¹. Мы не будем здесь их приводить, поскольку эти решения к большинству реальных случаев не применимы. Кроме того, следует отметить, что при $\alpha \rightarrow 0$ нужно рассматривать нестационарную задачу, как это следует из линейной нестационарной теории.

Для случая сероуглерода в предположении, что $k_\omega = \Delta = 0$, $\alpha \neq 0$, система уравнений (55) была решена численно²¹. Результаты расчета представлены на рис. 1 и 2. Граничные условия задавались в следующем виде: при $x = 0$ $E_0(0) = E_0$, $p(0) = 0$ и при $x = L$ $E_1(L) = 0$, причем L — это значение x , при котором интенсивность возбуждающего света вследствие ВРМБ уменьшается до своего порогового значения \mathcal{I}_0 пор, после чего ВРМБ прекращается. Очевидно, что при этом должно выполняться равенство $|E_0|^2 = |E_1|^2 + (|E_0|^2)_{\text{пор}}$.

На рис. 1 приведена зависимость интенсивности рассеянного назад стоксова излучения от глубины проникновения x возбуждающего света в среду при различных значениях интенсивности последнего (для каждой кривой параметром служит $v = \mathcal{I}_0(0)/\mathcal{I}_{0\text{пор}}$). Из рис. 1 видно, что основная доля рассеянного света приходится на область $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ см.

На рис. 2 для различных интенсивностей $\mathcal{I}_0(0)$ приведены зависимости интенсивности гиперзвука от координаты. Интенсивность гиперзвука достигает максимума на расстоянии от входа лазерного излучения $x \approx (1-2) \cdot 10^{-3}$ см. При больших x уменьшение p связано как с большим коэффициентом поглощения звука, так и с уменьшением амплитуд E_1 и E_0 . Рассмотрим приближенное решение системы уравнений (55), когда длина свободного пробега фононов значительно меньше области нелинейного взаимодействия. Из последнего уравнения (55) следует

$$p(x) = -\frac{i}{16\pi} Y |q| \int_0^x E_0(x') E_1^*(x') e^{i\alpha' \Delta - \alpha(x-x')} dx' + p(0) e^{-\alpha x}. \quad (56)$$

Учтем, что множитель $\exp\{-\alpha(x-x')\}$ дает основной вклад в (56) в области $x' - x \leq 1/\alpha$, и предположим, что скорость акустических потерь больше скорости изменения E_0 и E_1 вследствие ВРМБ, т. е. что $\alpha \gg \left| \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial x} \right|, \left| \frac{1}{E_1} \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|$. Тогда в (56) $E_0(x') E_1^*(x')$ можно вынести из под знака интеграла и взять это значение при $x=x'$, т. е. будет

$$p = -\frac{iY |q| E_0(x) E_1^*(x)}{16\pi(i\Delta + \alpha)} e^{i\alpha\Delta} \quad \left(x \gg \frac{1}{\alpha}\right). \quad (57)$$

Следовательно, амплитуда звуковой волны пропорциональна произведению локальных напряженностей возбуждающей и рассеянной световых волн. Так как p обратно пропорционально резонансному множителю $i\Delta + \alpha$, давление имеет максимум при $\Delta = 0$, т. е. при точном выполнении условия Брэгга, а усиление происходит в интервале частот $\delta\Omega = 2\alpha v$. Подставляя (57) в первое и второе уравнения системы (55), получим

$$\frac{\partial E_0}{\partial x} + k_\omega E_0 = -\frac{|q| |k_0| Y^2 \beta_S |E_1|^2 E_0}{64\pi n^2 (i\Delta + \alpha)}, \quad \frac{\partial E_1}{\partial x} - k_\omega E_1 = \frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S |E_0|^2 E_1}{64\pi n^2 (i\Delta - \alpha)}. \quad (58)$$

Введем интенсивности возбуждающей и рассеянной световых волн

$$\mathcal{I}_0 = \frac{cn |E_0|^2}{8\pi} \quad \text{и} \quad \mathcal{I}_1 = \frac{cn |E_1|^2}{8\pi}.$$

Тогда из (58), предполагая $\omega_0 - \omega_1 = \Omega \ll \omega_0$, $|k_0| \approx |k_1| \approx |k|$, найдем

$$\frac{\partial \mathcal{I}_0}{\partial x} + 2k_\omega \mathcal{I}_0 = -G(\omega_1) \mathcal{I}_0 \mathcal{I}_1, \quad \frac{\partial \mathcal{I}_1}{\partial x} - 2k_\omega \mathcal{I}_1 = -G(\omega_1) \mathcal{I}_0 \mathcal{I}_1, \quad (59)$$

где

$$G(\omega_1) = \frac{|q| |k_1| Y^2 \beta_S}{4n^3 c} \frac{\alpha v^2}{\alpha^2 v^2 + (\bar{\omega}_1 - \omega_1)^2}. \quad (60)$$

Из (59) нетрудно найти пороговое значение $|\mathbf{E}_0|_{\text{пор}}^2$, т. е. условие, при котором усиление будет больше потерь. Это — условие $G(\omega_1) \mathcal{J}_0 > 2k_\omega$, что при $\omega_1 = \omega$ совпадает с ранее полученным условием (18). В линейном приближении, когда можно положить $\mathcal{J}_0 \sim \text{const}$, коэффициент усиления $g_{\text{МБ}}$ и G связаны соотношением

$$g_{\text{МБ}} = -2k_\omega + G(\omega_1) \mathcal{J}_0(0). \quad (61)$$

Обычно $2k_\omega$ — величина малая (меньше 10^{-2} см^{-1}) в отсутствие нелинейных эффектов поглощения и рассеяния. Поэтому в реальном случае, вдали от порога возникновения ВРМБ, оптическими потерями можно пренебречь. Полагая $k_\omega = 0$, получим следующее решение системы нелинейных уравнений (59):

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{J}_0(x) &= \mathcal{J}_1(x) + \mathcal{J}_0(0) - \mathcal{J}_1(0), \\ \mathcal{J}_1(0) &= \frac{\mathcal{J}_1(0) \left[1 - \frac{\mathcal{J}_1(0)}{\mathcal{J}_0(0)} \right]}{\exp \left\{ \left[1 - \frac{\mathcal{J}_1(0)}{\mathcal{J}_0(0)} \right] G(\omega_1) \mathcal{J}_0(0) x \right\} - \frac{\mathcal{J}_1(0)}{\mathcal{J}_0(0)}} \cdot \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Как видно из (62), в пределе при $\mathcal{J}_1(0)/\mathcal{J}_0(0) \rightarrow 0$ получается экспоненциальный рост стоксовой компоненты ВРМБ в пространстве:

$$\mathcal{J}_1(0) = \mathcal{J}_1(x) \exp [G(\omega_1) \mathcal{J}_0(0) x]. \quad (63)$$

В (62) неизвестными величинами считаются $\mathcal{J}_1(0)$ (выходная интенсивность стоксова рассеяния) и $\mathcal{J}_0(x)$. Граничные условия для \mathcal{J}_0 задаются при $x = 0$, а для \mathcal{J}_1 — при $x = L$. Следовательно, чтобы использовать (62), необходимо, положив $x = L$, вычислять $\mathcal{J}_1(0)$. Из первого равенства (62) нетрудно найти, что в пределе, когда L увеличивается, $\mathcal{J}_1(0)$ также монотонно увеличивается и достигает предела, которого можно было ожидать на основании соотношения Мэнли — Роу ($\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_0 \approx \omega_1/\omega_0 \approx 1$):

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \mathcal{J}_1(0) = \mathcal{J}_0(0) + \mathcal{J}_1(L).$$

Как следует из расчета²⁰, эффект насыщения, вызванный обратным влиянием интенсивности стоксова излучения на интенсивность возбуждающего излучения, начинает проявляться, когда $\mathcal{J}_1(0)$ достигает нескольких процентов интенсивности первоначального возбуждающего излучения, независимо от того, является ли это следствием большой длины области взаимодействия или большой величины $\mathcal{J}_0(0)$. При насыщении скорость роста интенсивности ВРМБ уменьшается, хотя по-прежнему может сохранять экспоненциальный характер²⁰.

В рассматриваемом случае интенсивность гиперзвуковой волны существенно зависит от коэффициента затухания звука. Из (57) для интенсивности гиперзвука $\mathcal{J}_p(x)$ легко найти

$$\mathcal{J}_p(x) = \left[\frac{G(\omega_1) \mathcal{J}_0(x)}{2\alpha} \right] \left[\frac{\Omega}{\omega_0} \mathcal{J}_1(x) \right]. \quad (64)$$

Интенсивность гиперзвуковой волны должна достигать своего максимального значения при $x \approx 1/\alpha$. Следовательно, максимальное значение $\mathcal{J}_p(x)$ можно вычислить из соотношения

$$(\mathcal{J}_p)_{\text{max}} \approx \mathcal{J}_p \left(\frac{1}{\alpha} \right) \approx \left[\frac{G(\omega_1) \mathcal{J}_0(0)}{2\alpha} \right] \left[\frac{\Omega}{\omega_0} \mathcal{J}_1(0) \right] = \frac{g_{\text{МБ}}}{2\alpha} \frac{\Omega}{\omega_0} \mathcal{J}_1(0). \quad (65)$$

Из-за первого множителя в (64) и (65) получается уменьшенное значение интенсивности гиперзвука по сравнению с тем, которое следует из соотношения Мэнли — Роу (второй множитель). Для жидкостей обычно

$2\alpha \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ и даже при $\mathcal{J}_1(0) \sim \mathcal{J}_0(0)$ (обычно $g_{\text{МБ}} \sim 10 - 10^2 \text{ см}^{-1}$) интенсивность гиперзвука значительно меньше вычисленной по Мэнли — Роу. В то же время, как было отмечено выше, соотношение Мэнли — Роу применимо к интенсивностям рассеянного и возбуждающего света.

Учтем далее то обстоятельство, что источник начальных стоксовых фотонов находится не в точке $x = L$, а распределен в среде и представляет собой обычное тепловое рассеяние Мандельштама — Бриллюэна на тепловых фоновых фононах с коэффициентом рассеяния $R = kT\bar{\omega}_1^4 Y^2 \beta_S / 32\pi^2 c^4$. Тепловые фононы некогерентны и затухают так, что рассеянная световая волна будет уширена, даже если первоначальный возбуждающий свет когерентен и монохроматичен. Спектральное распределение интенсивности света, рассеянного назад, на единицу длины в телесном угле θ определяется выражением (полагается $\omega_1 \approx \omega_0$)

$$\mathcal{J}_1(x, \omega_1) = \theta R f(\omega_1) \mathcal{J}_0(x), \quad (66)$$

где

$$f(\omega_1) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha v}{(\bar{\omega}_1 - \omega_1)^2 - \alpha^2 v^2}. \quad (67)$$

В (66) x относится к месту, где возникает тепловое рассеяние. В линейной области (нет насыщения) уравнение для интенсивности стоксова ВРМБ имеет вид²⁰

$$\frac{\partial \mathcal{J}_1}{\partial x} = -G(\omega_1) \mathcal{J}_1(x) \mathcal{J}_0(0) - \theta R f(\omega_1) \mathcal{J}_0(0). \quad (68)$$

Здесь снова пренебрегается оптическими потерями. Если внешний источник стоксова излучения отсутствует, то граничное условие имеет вид $\mathcal{J}_1(x=L, \omega_1) = 0$. Из (68) легко получить

$$\mathcal{J}_1(0, \omega_1) = \frac{\theta R f(\omega_1)}{G(\omega_1)} \{ \exp[\mathcal{J}_0(0) G(\omega_1) L] - 1 \}. \quad (69)$$

Из (69) при отсутствии усиления ($\mathcal{J}_0 GL \rightarrow 0$) получается выражение (66) для теплового рассеяния назад; при $\mathcal{J}_0(0) G(\omega_1) L \gg 1$, если эффектами насыщения еще можно пренебречь, получим

$$\mathcal{J}_1(0, \omega_1) = \mathcal{J}_1^{eq}(L, \omega_1) \exp[G(\omega_1) \mathcal{J}_0(0) L], \quad (70)$$

где

$$\mathcal{J}_1^{eq}(L, \omega_1) = \theta \frac{f(\omega_1) R \mathcal{J}_0(0)}{G(\omega_1) \mathcal{J}_0(0)}. \quad (71)$$

Следовательно, эквивалентный входной сигнал \mathcal{J}_1^{eq} есть интенсивность теплового стоксова рассеяния назад на единицу частоты на длине области взаимодействия, равной обратной величине коэффициента линейного усиления, $1/g_{\text{МБ}} = 1/G \mathcal{J}_0(0)$. Из (69) можно определить ширину компонент ВРМБ. Приближенное вычисление дает следующий результат:

$$2\delta\Omega_{\text{МБ}} = \begin{cases} 2\alpha v & \text{для } G(\bar{\omega}_1) \mathcal{J}_0(0) L \ll 1, \\ 2\alpha v \left[\frac{\ln 2}{G(\bar{\omega}_1) \mathcal{J}_0(0) L} \right]^{1/2} & \text{для } G(\bar{\omega}_1) \mathcal{J}_0(0) L \gg 1, \end{cases} \quad (72)$$

где $G(\bar{\omega}_1) = G(\omega_1 = \bar{\omega}_1)$. Определим интегральную интенсивность стоксова ВРМБ:

$$\mathcal{J}_1(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{J}_1^{eq}(L, \omega_1) [\exp(g_{\text{МБ}} L) - 1] d\omega_1. \quad (73)$$

Т а б л и ц а 1

Основные формулы теории вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна

Основные условия применимости и наблюдения		Интенсивность стоксового ВРМВ (угол рассеяния $\vartheta=180^\circ$)	Интенсивность гиперзвука
Стационарный режим, $t_0 > J_{\text{тф}},$ $L \sim \frac{1}{2\alpha},$ $ E_0 ^2 < E_0 _{\text{кр}}^2$	Линейная теория, $\mathcal{I}_1 \ll \mathcal{I}_0$	$\mathcal{I}_1(0) = \mathcal{I}_1^q \exp [G \mathcal{I}_0(0) L],$ $\mathcal{I}_1^{eq} = 0 \quad \frac{f(\omega_1) R \mathcal{I}_0(0)}{G \mathcal{I}_0(0)},$ $G = \frac{ q k_1 Y^2 \beta_s}{4n^3 c} \frac{\alpha v^2}{\alpha^2 L^2 + (\Omega_{\text{МБ}} - \omega_1)^2}$	$(\mathcal{I}_p)_{\text{max}} = \frac{G \mathcal{I}_0(0)}{2\alpha} \frac{\Omega_{\text{МБ}}}{\omega_1} \mathcal{I}_1(0)$
	Нелинейная теория	$\mathcal{I}_0(L) = \mathcal{I}_1(L) + \mathcal{I}_0(L) - \mathcal{I}_1(0),$ $\mathcal{I}_1(L) = \frac{\mathcal{I}_1(0) \left\{ 1 - \frac{\mathcal{I}_1(0)}{\mathcal{I}_0(0)} \right\}}{\exp \left\{ \left[1 - \frac{\mathcal{I}_1(0)}{\mathcal{I}_0(0)} \right] G \mathcal{I}_0(0) L \right\} - \frac{\mathcal{I}_1(0)}{\mathcal{I}_0(0)}}$	
Нестационарный режим	$\mathcal{I}_1 \ll \mathcal{I}_0,$ $ E_0 ^2 > E_0 _{\text{кр}}^2,$ $\frac{ E_0 _{\text{кр}}^2}{8\pi} = \frac{2n^2 \alpha^2}{ q k_1 Y^2 \beta_s},$ $k_\omega \ll \alpha$	$\mathcal{I}_1 \sim \exp \left[v t (\gamma^{1/2} - \alpha) + \frac{1}{2} \gamma^{1/2} x \right],$ $\gamma = \frac{ q k_1 Y^2 \beta_s}{16\pi n^2} L_0 ^2$	

Продолжение табл. I

Основные условия применимости и наблюдения		Интенсивность стоксового ВРМБ (угол рассеяния $\phi=180^\circ$)	Интенсивность гиперзвука
Нестационарный режим	$\mathcal{I}_1 \ll \mathcal{I}_0,$ $ E_0 ^2 \ll E_0 _{\text{кр}}^2,$ $t < J\tau_\phi,$ $L > ct$	$\mathcal{I}_1 \sim \exp \left(\frac{Y^2 \beta_s v q k_1 }{16\pi n^2} E_0 ^2 xt \right)^{1/2}$	$\mathcal{I}_p = \frac{\Omega_{\text{МБ}}}{\omega_1} \frac{vt}{x} \mathcal{I}_1$
ВРМБ во внешнем резонан- торе, $ E_0 ^2 > E_0 _{\text{пор}}^2,$ $\frac{ E_0 _{\text{пор}}^2}{8\pi} = \frac{8n^2 \alpha k_\omega}{ q k_1 \beta_s Y^2}$	Вблизи порога ВРМБ	$ E_1 ^2 \sim \exp(2\beta t),$ $\beta \approx \frac{c}{n} \left(-k_\omega + \frac{ q k_1 \beta_s Y^2}{64\pi n^2 \alpha} E_0 ^2 \right)$	$\frac{W_p}{W_1} \approx \frac{\Omega_{\text{МБ}}}{\omega_1} \frac{k_\omega c}{\alpha n}$
	$ E_0 ^2 \gg E_0 _{\text{пор}}^2$	$ E_1 ^2 \sim \exp(2\beta t),$ $\beta \approx \frac{Y E_0 }{8n} \left(\frac{\Omega \omega_1 \beta_s}{\pi} \right)^{1/2}$	$\frac{W_p}{W_1} \approx \frac{\Omega_{\text{МБ}}}{\omega_1}$

Обозначения: \mathcal{I}_0, t_0 — интенсивность и длительность импульса возбуждающего излучения; $\mathcal{I}_1, \omega_1, k_1$ — интенсивность, частота и волновой вектор рассеянного излучения; L — область нелинейного взаимодействия; x — координата в направлении k_1 ; $\mathcal{I}_p, \Omega_{\text{МБ}}, v$ и α — интенсивность, частота, скорость и амплитудный коэффициент поглощения гиперзвука, $2k_\omega$ — коэффициент поглощения света; W_1, W_p — плотности энергии рассеянного излучения и гиперзвука; $J = G\mathcal{I}_0(0)L$; $\tau_\phi = 1/2\alpha n$. Формулы не учитывают влияния ВТР на ВРМБ (см. гл. IX).

Приближенный расчет приводит к следующему результату:

$$J_1 = \begin{cases} \theta \omega_0^4 k T Y^2 \beta_s \frac{\mathcal{I}_0(0) L}{32 \pi^2 c^4} & \text{для } g_{\text{МБ}} L \ll 1, \\ \frac{\theta \omega_0^3 k T n^2}{8 \pi^3 c^2} \frac{2 \delta \Omega_{\text{МБ}}}{\Omega_{\text{МБ}}} \exp [g_{\text{МБ}} (\bar{\omega}_1) L] & \text{для } g_{\text{МБ}} L \gg 1. \end{cases} \quad (74)$$

Из второго равенства (74) видно, что даже в линейной области усиления интегральная интенсивность ВРМБ растет не экспоненциально с ростом $g_{\text{МБ}} L$, а несколько медленнее, так как при увеличении $g_{\text{МБ}} L$ уменьшается $\delta \Omega_{\text{МБ}}$. Интенсивность гиперзвука при ВРМБ можно вычислить, используя (65) и (74) (второе равенство).

Выше были рассмотрены в линейном приближении практически все характеристики ВРМБ, возникающего вследствие усиления теплового рассеяния в средах с большим акустическим поглощением. Решение нелинейной задачи при этих условиях встречает значительные трудности, потому что приходится учитывать не только рост интенсивности в пространстве, но и изменение спектральной ширины рассеянного света (табл. I и II).

Таблица II

Параметры, необходимые для расчета характеристик явления ВРМБ в некоторых жидкостях (угол рассеяния $\Phi = 180^\circ$, возбуждающий свет $\lambda = 6943 \text{ \AA}$)

Вещество	ρ , г/см ³	n	$Y =$ $-\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}$	v_0 , м/сек	v_f , м/сек*)	$f_{\text{МБ}}$, Гц *)	$\tau_\eta' \cdot 10^{10}$, сек *)	$\alpha_f \cdot 10^{-3}$, см ⁻¹ *)	$G \cdot 10^8$, см/вт **)
Ацетон . . .	0,791	1,356	0,99	1190	1190	4,60	—	4,9	2,2
Бензол . . .	0,879	1,494	1,62	1324	1474	6,34	2,6	6,8	2,8
Вода . . .	0,997	1,330	0,87	1486	1486	5,69	—	8,1	0,64
<i>n</i> -гексан . .	0,660	1,372	1,07	1083	—	4,28	—	6,5	2,2
Метанол . .	0,791	1,329	0,91	1114	1118	4,26	—	6,5	1,5
Сероуглерод	1,262	1,616	2,37	1158	1247	5,80	22	1,6	15
Четыреххлористый углерод	1,595	1,456	1,35	920	1021	4,28	0,86	18	0,58
Этиловый эфир	0,713	1,351	0,99	1000	1000	3,89	—	5,8	2,4

*) Данные получены из результатов или соответствующей экстраполяцией результатов исследования спектра теплового рассеяния Мандельштама—Бриллюэна^{64, 65} и ультразвуковых данных.

**) Стационарный коэффициент усиления $G = 13,64 (Y^2 \beta_s / \alpha n) \cdot 10^5 \text{ см/вт}$.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА — БРИЛЛЮЭНА

1. Предварительные замечания об исследовании вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна

При вынужденном рассеянии, так же как и при тепловом рассеянии света, исследуются спектральный состав и его интенсивность и поляризация. Кроме того, в вынужденном рассеянии изучаются некоторые особенности, присущие только ему и не свойственные тепловому рассеянию света.

В гл. II были изложены стационарная (линеаризованная и нелинейная) и нестационарная теории ВРМБ. При изучении интенсивности ВРМБ

нужно определить, к какому из этих случаев ближе всего подходят результаты эксперимента. Нужно также иметь в виду, что при рассеянии света назад может возникнуть временная неустойчивость (генерация), хотя реально этот процесс может осуществиться лишь при очень большой интенсивности возбуждающего света (см. формулы (28) и (33)), которая в большинстве работ по изучению интенсивности ВРМБ не достигалась.

При изучении ВРМБ в резонаторе возможно достаточно четкое определение «порога» ВРМБ. Вне резонатора «порог» ВРМБ определить практически очень трудно, так как для регистрации рассеяния необходима достаточно большая его интенсивность и, следовательно, опыт должен проводиться при интенсивностях возбуждающего света, значительно больше пороговых.

В процессе ВРМБ возникает весьма интенсивный гиперзвук, верхняя граница частоты которого лежит около $\sim 10^{11}$ гц для твердого тела и $\sim 10^9$ — 10^{10} гц для жидкостей и газов. Получение звука столь высокой частоты в жидкостях и газах другими способами пока вообще невозможно, а в кварце и сапфире при гелиевых температурах искусственно генерируется гиперзвук вплоть до частот $\sim 10^{11}$ гц, но весьма малой мощности²⁵.

Прохождение интенсивного света в нелинейной среде вызывает вынужденное рассеяние и ряд других явлений, таких, как самофокусировка и дефокусировка света, разрушение твердых прозрачных диэлектриков, кавитация в жидкостях, возникновение плазмы и т. д. В какой мере вынужденное рассеяние связано со всеми названными явлениями — пока неясно, но этот вопрос продолжает исследоваться.

Методы исследования ВРМБ достаточно разнообразны, и здесь будет сказано лишь о некоторых из них.

В качестве источников света для изучения вынужденного рассеяния используются лазеры на кристалле рубина или на неодимовом стекле с модулированной добротностью или гармоники излучения этих лазеров мощностью ~ 1 — 500 Мвт и с длительностью импульса 10 — 30 нсек *). Для исследования ВРМБ необходимо, чтобы спектральная ширина излучения лазера была достаточно мала. Обычно в экспериментах она не превышает $0,01$ — $0,02$ см⁻¹.

В качестве спектральных приборов обычно используются интерферометры Фабри — Перо, дифракционные спектрографы большой разрешающей силы, а в особых случаях, когда требуется очень большая разрешающая сила, применяется метод гетеродинамирования или квадратичного детектирования света.

На рис. 3 приведена типичная схема для изучения спектров вынужденного рассеяния света.

Фокусировка внутрь излучаемого образца гигантского импульса мощностью ~ 100 — 200 Мвт сферической линзой позволяет получить интенсивность $\sim 10^6$ Мвт/см², что соответствует напряженности электрического поля световой волны $\sim 10^7$ в/см.

При фокусировании лазерного излучения сферической линзой наибольшую интенсивность рассеяния следует ожидать под углом рассеяния $\vartheta = 180^\circ$, так как для этого направления рассеяния область нелинейного взаимодействия будет наибольшей. Применение цилиндрической линзы позволяет получить интенсивное ВРМБ под углом $\vartheta = 90^\circ$ к направлению распространения возбуждающего света **).

*) В последнее время выполнены эксперименты со сверхкороткими импульсами $\sim 10^{-3}$ нсек²⁶.

**) В обоих случаях трудно определить объем нелинейного взаимодействия. Легче это сделать, используя коллимированный, сжатый по сечению системой линз световой луч.

Свет компоненты ВРМБ, рассеянный назад, попадает в еще возбужденный лазер, усиливается там, возвращается в рассеивающую среду и может оказаться настолько интенсивным, что сам вызовет компоненту ВРМБ. Этот процесс может многократно повторяться. Следовательно, такой процесс *последовательного* ВРМБ приводит к появлению в спектре нескольких компонент, смещенных на $\Omega_{\text{МБ}}$, $2\Omega_{\text{МБ}}$ и т. д.

Эффект последовательного ВРМБ оказывается паразитным при изучении интенсивности ВРМБ и в некоторых других случаях, и поэтому

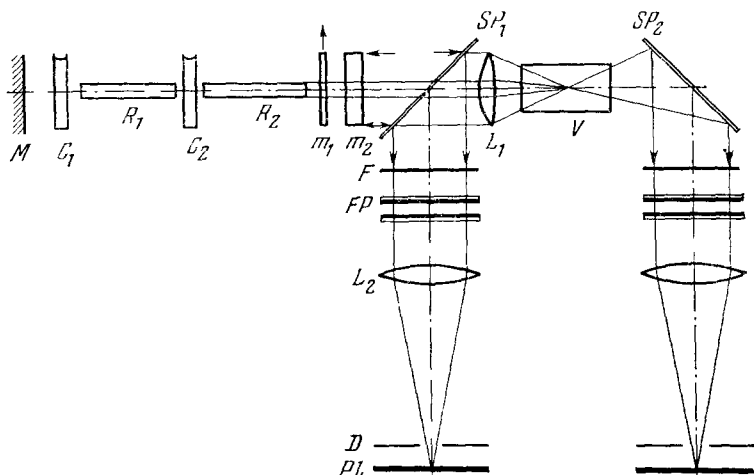


Рис. 3. Оптическая схема для исследования спектра вынужденного рассеяния с помощью интерферометра Фабри — Перо⁶.

M — зеркало ($R \approx 100\%$); C_1, C_2 — кюветы с насыщающимся фильтром; R_1, R_2 — рубиновые стержни; m_1, m_2 — плоскопараллельные пластинки (селектор мод); SP_1, SP_2 — разделительные стеклянные пластинки; L_1 — фокусирующая линза; L_2 — объектив; V — исследуемый образец; FP — интерферометр Фабри — Перо; Pl — фотопластинка.

нужно иметь возможность устранить его *). Один из способов устранения последовательного рассеяния состоит в том, что лазер и рассеивающую среду разносят на расстояние $l > 2/t_0 c$ (t_0 — длительность импульса, c — скорость света). Другой эффективный способ развязывания лазера и рассеивающего объема заключается в применении поляризационного затвора **).

Если рассеивающая среда находится внутри оптического резонатора²⁷⁻³⁰, то ВРМБ возникает под углом рассеяния ϑ (и $\pi - \vartheta$), равном углу между оптической осью резонатора и направлением распространения возбуждающего света ***).

Схема установки для наблюдения ВРМБ в резонаторе показана на рис. 4.

*) В случае, когда рассеяние возбуждается гармоникой лазерного излучения, обратная связь между лазером и рассеивающей средой автоматически устраняется.

**) Между лазером и рассеивающей средой ставится поляризатор (призма Глана) и пластинка $\lambda/4$, ориентированная так, чтобы в рассеивающий объем фокусировался свет, поляризованный по кругу (например, правому). Свет, рассеянный назад, будет также поляризован по кругу (но по левому). Пройдя ту же пластинку $\lambda/4$, свет, рассеянный назад, будет поляризован линейно, но с направлением поляризации, перпендикулярным направлению поляризации возбуждающего света, и, следовательно, не будет пропущен поляризатором в лазер.

***) В резонаторе с осью, расположенной перпендикулярно направлению распространения возбуждающего света, можно фокусировать свет цилиндрической линзой.

Для выяснения ряда важных вопросов существенное значение имеет измерение временного изменения интенсивности ВРМБ и изучение развития спектра во времени. Для такого рода исследований применяются малоинерционные фотоумножители, фотодиоды и быстродействующие

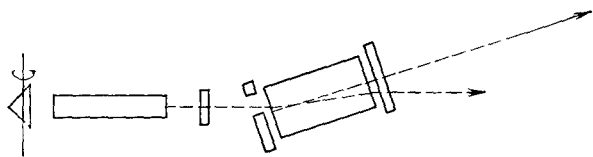


Рис. 4. Экспериментальная установка для наблюдения ВРМБ во внеосевом резонаторе ²⁷.

осциллографы. Разрешающая способность по времени, достигнутая в недавних исследованиях интенсивности ВРМБ, составляет 0,3 нсек. Для изучения кинетики спектра ВРМБ используются электронно-оптические преобразователи (ЭОП), работающие в режиме временной развертки ^{31-33 *}). Другие методические детали исследования ВРМБ будут отмечаться в ходе изложения физических результатов.

2. С п е к т р а л ь н ы й с о с т а в ВРМБ

При возбуждении рассеяния мощным импульсом рубинового лазера было открыто ВРМБ в кристаллах кварца и сапфира ⁵. Вслед за этим последовало обнаружение этого явления в жидкостях ³⁴⁻³⁶, стеклах ³⁷, сжатых газах ³⁸⁻⁴⁰ и недавно при возбуждении импульсом света лазера на CO_2 ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) в германии ¹⁰⁰.

Положение компонент ВРМБ описывается формулой (1), а ширина этих компонент по теоретическим оценкам должна быть меньше, чем в тепловом рассеянии ^{**)}). Однако экспериментально вопрос о ширине компонент ВРМБ не исследовался.

В первых же опытах по изучению ВРМБ в жидкостях и газах при фокусировании лазерного импульса мощностью 1—100 Мвт в спектре наблюдалось несколько стоксовых ³⁴⁻³⁸ и антистоксовых компонент. В дальнейших исследованиях ВРМБ в кристаллах кварца при фокусировании светового импульса мощностью $\sim 500 \text{ Мвт}$ наблюдалось до шести стоксовых компонент ⁴¹. В наших опытах в жидком сероуглероде было обнаружено 17 стоксовых и две антистоксовы компоненты ³⁷, а в ⁴⁴ наблюдались 30 стоксовых и 15 антистоксовых компонент. Появление нескольких стоксовых компонент ВРМБ было истолковано как результат последовательного рассеяния, механизм которого описан выше. Действие механизма последовательного рассеяния было доказано экспериментально в опытах по временной развертке спектра ВРМБ на ЭОП на примерах кристалла кварца ³² и газообразного азота ³³ и интегральной интенсивности ВРМБ в жидкостях ⁴² и газах ³³. В этих работах было показано, что каждая последующая компонента ВРМБ возникает с запаздыванием,

*) При изучении кинетики спектра ВРМБ временное разрешение ограничивается временем установления дифракционной или интерференционной картины спектрального прибора. Для интерферометра Фабри — Перо это время $\tau_{\text{ФП}} = N_{\text{эфф}} h/c \sim 10^{-9} \text{ сек}$, где $N_{\text{эфф}}$ — число интерферирующих лучей, h — расстояние между пластинами интерферометра.

**) Например, при усилении интенсивности теплового рассеяния в e^{20} раз ($J = 20$) ширина компонент ВРМБ должна быть, согласно (72), в 5—6 раз меньше, чем в тепловом рассеянии.

равным удвоенному времени прохождения света между рассеивающей средой и лазером.

На рис. 5, б приведены интегральная по времени интерферограмма (слева) и временная развертка (справа) спектра ВРМБ в газообразном азоте (давление 150 атм). Как ясно из рис. 5, б, третья компонента ВРМБ возникает вследствие последовательного рассеяния.

Однако последовательное рассеяние не единственная причина появления большого числа компонент ВРМБ. Действительно, было показано, что, когда световой импульс мощностью ~ 100 Мвт фокусируется в сосуд с жидким ацетоном, вторая стоксова компонента ВРМБ возникает даже в том случае, когда обратная связь между рассеивающим объемом и лазером полностью устранена⁴³. Мы предполагаем, что в этом случае вторая стоксова компонента ВРМБ появляется следующим образом. Световая

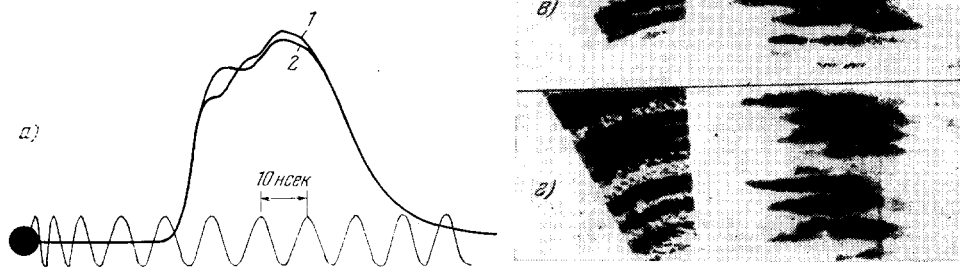


Рис. 5. Интерферограммы и осциллограммы ВРМБ в газообразном азоте ($p=150$ атм³³). Мощность лазера ~ 50 Мвт, длительность импульса 20 нсек. Лазерный свет фокусируется линзой $f=3$ см. Область дисперсии интерферометра Фабри—Перо $0,166$ см⁻¹. На рисунке а) осциллограмма 1 соответствует случаю последовательного ВРМБ (б), осциллограмма 2 — повторному ВРМБ (а, в) при наблюдении под углом $\vartheta=180^\circ$. Слева — интегральные интерферограммы, справа — развернутые во времени.

волна, рассеянная назад и смещенная по частоте относительно лазерного излучения на Ω_{MB} , не выходя из области нелинейного взаимодействия, вызывает ВРМБ, смещенное по частоте на $2\Omega_{MB}$ и распространяющееся в направлении первоначального возбуждающего света. Такое рассеяние мы называем *повторным*. Существование такого механизма было доказано в прямом опыте по временной развертке на ЭОП спектра ВРМБ в газообразном азоте при давлении 150 атм³³. Из рис. 5, в и г ясно, что первая и вторая стоксовы компоненты повторного рассеяния появляются практически одновременно, в отличие от компонент последовательного рассеяния (рис. 5, б), хотя геометрия установки при этом не менялась.

Как было сказано, из теоретического рассмотрения следует, что прямое рождение антистоксовых компонент при ВРМБ невозможно. Отмечалось также, что сложность спектра ВРМБ может привести к неоднозначному отождествлению стоксовых и антистоксовых компонент⁴². Однако теперь накоплен достаточный экспериментальный материал, чтобы с полной определенностью утверждать, что антистоксовы компоненты наблюдаются^{11, 33, 38, 44–46}. Антистоксовы компоненты ВРМБ наблюдались даже в тех случаях, когда обратная связь между лазером и рассеивающей средой была устранена⁴⁴.

Для объяснения возникновения антистоксовых компонент ВРМБ можно указать по крайней мере две причины, не учтенные в теории гл. II: а) процесс повторного ВРМБ и б) четырехфотонное взаимодействие при ВРМБ (оптическое смешение). Действительно, при повторном рассеянии образование второй стоксовой компоненты, распространяющейся вперед, сопровождается возникновением интенсивной гиперзвуковой волны, распространяющейся назад. Рассеяние на этой волне возбуждающего света даст компоненту, смещенную в антистоксову сторону и распространяющуюся назад, в лазер. Усилившись в лазере, свет антистоксовой компоненты оказывается достаточно интенсивным, чтобы быть зарегистрированным.

Другой причиной появления антистоксовых компонент может служить четырехфотонное взаимодействие. Это явление состоит в том, что в нелинейной среде два фотона лазерного излучения преобразуются в два рассеянных фотона, направление распространения и частота которых могут отличаться от направления распространения и частоты первоначальных фотонов, но, конечно, так, чтобы выполнялись законы сохранения энергии и импульса.

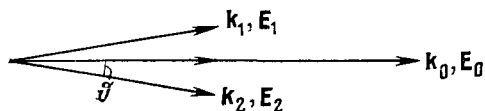


Рис. 6.

Так как рассеянные световые волны по интенсивности значительно меньше возбуждающей волны, то вследствие разного взаимного воздействия через показатель преломления волновые векторы рассеянных волн будут по длине больше волнового вектора возбуждающей световой волны *) на величину $\Delta k = \Delta n k / n_0$, где Δn — нелинейная добавка к показателю преломления среды. Закон сохранения импульса требует, чтобы выполнялось условие $2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, где \mathbf{k}_0 — волновой вектор возбуждающей световой волны, \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 — волновые векторы рассеянных световых волн (рис. 6). Учитывая разницу в длине этих волновых векторов, нетрудно определить оптимальный угол четырехфотонного взаимодействия:

$$\vartheta_{\text{opt}} = \pm \left(\frac{2\Delta k}{k_0} \right)^{1/2} = \pm \left(\frac{2\Delta n}{n_0} \right)^{1/2}. \quad (75)$$

Если считать, что все нелинейное изменение показателя преломления вызвано ориентацией молекул электрическим полем световых волн, для оптимального угла четырехфотонного взаимодействия получается выражение

$$\vartheta_{\text{opt}} = \pm \left(\frac{8\pi N (\alpha_1 - \alpha_2)^2}{45n^2 k T} \right)^{1/2} |\mathbf{E}_0|,$$

где N — число молекул в единице объема и $\alpha_1, \alpha_2 = \alpha_3$ — главные поляризуемости молекулы. Для $\vartheta = \vartheta_{\text{opt}}$ коэффициент усиления для стоксовой и антистоксовой компонент, отстоящих от возбуждающей линии на

*) Это утверждение легко проверить, например, для \mathbf{E} , состоящей из сильной волны \mathbf{E}_0 и слабой \mathbf{E}_1 (см. (11)), и выражения для нелинейной поляризации

$$\mathcal{P}^{nl} = \frac{\Delta \varepsilon}{4\pi} \mathbf{E} = \frac{\varepsilon_2 \mathbf{E}^2}{4\pi} = \frac{\varepsilon_2}{16\pi} [|\mathbf{E}_0|^2 (\mathbf{E}_0 e^{i\omega_0 t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} + 2\mathbf{E}_1 e^{i\omega_1 t - i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}}) + \\ + \mathbf{E}_0^* \mathbf{E}_1^* e^{i(2\omega_0 - \omega_1)t - i(2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}} + \dots].$$

Из этого выражения видно, что нелинейная добавка к показателю преломления волны \mathbf{E}_1 в два раза больше, чем для волны \mathbf{E}_0 ($|\mathbf{E}_0| \gg |\mathbf{E}_1|$).

величину $\pm\Omega$, одинаков и равен ^{47, 48}

$$g_{\pm} = -2k_{\omega} + \frac{8\pi |\mathbf{k}_0| N (\alpha_1 - \alpha_2)^2}{45n^2kT (1 + \Omega^2\tau_a^2)^{1/2}} |\mathbf{E}_0|^2; \quad (76)$$

здесь τ_a — время релаксации анизотропии. Для $E_0 \sim 2 \cdot 10^7$ в/см и $\Delta\nu = \Omega/2\pi c = 1$ см⁻¹, $\tau_a = 2,5 \cdot 10^{-12}$ сек (τ_a взято для CS₂¹¹) находим $\vartheta_{\text{opt}} \sim 2^\circ$ и $g_{\pm} \approx 10^3$ см⁻¹.

Следовательно, в среде, состоящей из анизотропных молекул, слабые стоксовы и антистоксовы волны ВРМБ, смещенные по частоте на $\pm\Omega_{\text{МБ}}$ от возбуждающей линии, будут усиливаться.

Существование такого механизма появления антистоксовых и увеличения числа стоксовых компонент было доказано экспериментально ⁴⁵.

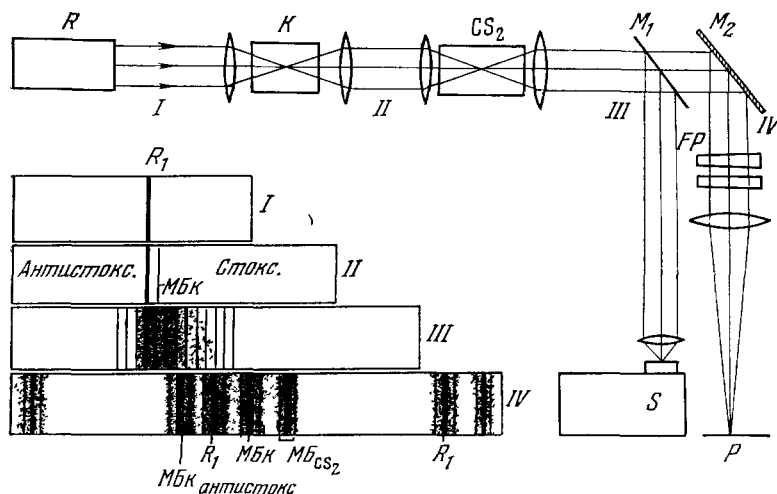


Рис. 7. Спектрограмма ВРМБ плавленного кварца (МБК), прошедшего воду (II) и сероуглерод (III).

Свет лазера мощностью ~ 100 Мвт фокусируется линзой с $f = 5$ см в образец плавленного кварца; свет, прошедший плавленный кварц, фокусируется системой линз в сосуд с жидкостью. Рассеяние наблюдается в направлении распространения возбуждающего света.

В этом эксперименте ВРМБ возбуждалось в плавленном кварце. Излучение, усиленное в лазере и вновь прошедшее образец из кварца, состояло из возбуждающей линии и одной стоксовой компоненты ВРМБ. Это излучение фокусировалось в сосуд с сероуглеродом. Спектр света, вышедшего под углом $\vartheta \sim 0-10^\circ$ из кюветы с CS₂, содержал три антистоксовых и до девяти стоксовых компонент, соответствующих ВРМБ в плавленном кварце (рис. 7, III). На интерферограмме того же спектра (рис. 7, IV) видно, что каждая компонента ВРМБ, соответствующая плавленому кварцу, вызывает в свою очередь стоксову и антистоксову компоненты ВРМБ в сероуглероде. Если сероуглерод заменялся при прочих равных условиях водой или ацетоном, спектр света, рассеянного в плавленном кварце, не изменялся при прохождении сосуда с жидкостью. Замена сосуда с жидкостью зеркалами с коэффициентом отражения до 98% увеличивала число стоксовых компонент до трех, а антистоксовы компоненты в этом случае не появлялись вовсе. Подробный анализ ⁴⁶ показывает, что два описанных выше механизма (в некоторых случаях нужно счи-

таться с возможным отражением света от поверхностей оптической системы), насколько сейчас можно судить, играют главную роль в возникновении антистоксовых компонент.

Процесс четырехфотонного взаимодействия может осуществляться также вследствие эффекта электрострикции при ВРМБ на малые углы. В этом случае \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 на рис. 6 — волновые векторы стоксовой и антистоксовой компонент Мандельштама — Бриллюэна, частотное смещение которых из-за малых углов рассеяния мало. Оптимальный угол четырехфотонного взаимодействия, обусловленного электрострикцией, будет определяться выражением

$$\vartheta_{\text{opt}} \approx \pm \frac{1}{4} \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \left(\frac{2\beta_S}{\pi \varepsilon_0} \right)^{1/2} |E^0|.$$

Например, для напряженности поля $E_0 \sim 2 \cdot 10^7$ в/см получим $\vartheta_{\text{opt}} \sim 1^\circ$. В этих условиях вследствие ВРМБ под малыми углами может возникать мощный ультразвук частоты $\sim 10^8$ гц, коэффициент поглощения которого в твердом теле должен быть приблизительно в 10^4 раз меньше коэффициента поглощения гиперзвука частоты $\sim 10^{10}$ гц, генерируемого при ВРМБ под углом 180° . Следовательно, на два порядка должен возрасти коэффициент усиления ВРМБ по сравнению с его величиной, соответствующей рассеянию под углом 180° .

Роль мощного ультразвука и роль описанного механизма ВРМБ под малыми углами в процессе распространения мощного светового импульса в нелинейной среде пока не выяснена.

Стоксово ВРМБ под малыми углами во внеосевом резонаторе (см. рис. 4) наблюдалось в сероуглероде^{27, 28}. Ось резонатора составляла малый угол $\vartheta = 0,0433$ рад с направлением распространения возбуждающего света. На интерферограмме рассеянного света наблюдались две линии, одна из которых соответствовала ВРМБ под углом $\vartheta = 3,1$ рад ($f_{\text{МБ}} = 5500$ Мгц), а другая, как было выяснено измерениями с помощью метода гетеродинамирования света, соответствовала рассеянию под малым углом $\vartheta = 0,0433$ рад ($f_{\text{МБ}} = 123$ Мгц) относительно направления распространения лазерного излучения. При ослаблении интенсивности лазерного излучения сначала казалось, что исчезала компонента, соответствующая большому углу рассеяния. Оценки по формуле (18) показывают, что для $f = 123$ Мгц порог ВРМБ должен быть в несколько раз выше и, следовательно, соответствующая компонента, должна исчезнуть раньше, чем компонента, соответствующая $f = 5500$ Мгц*). Этот вывод и был экспериментально подтвержден в появившейся затем работе¹⁰⁹.

Внеосевой резонатор составлял угол $\vartheta = 0,0691$ рад с направлением распространения возбуждающего света. В CS_2 порог ВРМБ под малым углом рассеяния ϑ оказался выше, чем порог ВРМБ под углом $\pi - \vartheta$.

При исследовании ВРМБ в таком внеосевом резонаторе в CS_2 обнаружена конкуренция между процессом ВРМБ и вынужденным комбинационным рассеянием⁴⁹. При постепенном увеличении интенсивности лазерного излучения первоначально возникала компонента ВРМБ, затем появлялись линии вынужденного комбинационного рассеяния, а ВРМБ исчезало. Это связано с тем, что при возникновении вынужденного комбинационного рассеяния эффективный коэффициент оптических потерь для ВРМБ (см. формулу (18)) возрастает и порог ВРМБ сильно растет. При дальнейшем повышении интенсивности возбуждающего излучения,

*) При расчете коэффициента усиления время релаксации объемной вязкости в CS_2 принято¹ равным $\tau = 2,2 \cdot 10^{-9}$ сек.

когда интенсивность линий вынужденного комбинационного рассеяния достигала насыщения, компоненты ВРМБ снова появлялись *).

При исследовании положения компонент ВРМБ в жидкостях ³⁷ и газах ^{38, 50-52}, когда рассеяние возбуждается сфокусированным импульсом лазера мощностью ~ 100 Мвт, смещение компонент ВРМБ получается меньше, чем в тепловом рассеянии с маломощными источниками света или из расчета. Хотя эта разница обычно не превышает 10%, такое изменение частоты компонент ВРМБ вполне измеримо.

Таблица III

Значения скорости гиперзвука в некоторых веществах, полученные из вынужденного и теплового рассеяния Мандельштама — Бриллюэна ³⁷

Вещество	v , м/сек (вынужденное рассеяние)	v , м/сек (тепловое рассеяние)	Вещество	v , м/сек (вынужденное рассеяние)	v , м/сек (тепловое рассеяние)
Бензол	1434 ± 15	1474	Нитробензол	1546 ± 15	1559
Сероуглерод	1162 ± 15 *) 1232 ± 15	1247	Уксусная кислота	1105 ± 20	1180

*) Верхнее значение скорости получено по фотографиям спектра ВРМБ, когда наблюдается около 10 компонент последовательного рассеяния, нижнее значение — когда наблюдаются две компоненты.

В табл. III приведены измеренные величины смещения компонент ВРМБ в жидкостях ³⁷ при фокусировании лазерного излучения мощностью ~ 100 Мвт линзой ($f = 5$ см), а в табл. IV приведены величины смещения компонент последовательного ВРМБ в сжатых газах при фокусировании лазерного излучения линзами с разными фокусными расстояниями f в случаях, когда существует обратная связь между лазером и рассеивающей средой и когда такая связь устранена ⁵². Результаты измерений показывают, что средние значения смещения компонент последовательного ВРМБ в газах равны смещениям компонент ВРМБ, когда нет обратной связи между лазером и рассеивающей средой. Наблюдается также зависимость величины смещения компонент ВРМБ от фокусного расстояния линзы и, следовательно, от интенсивности возбуждающего излучения. Физическая причина этой зависимости остается не вполне выясненной. Смещение компонент ВРМБ по сравнению со смещениями, измеренными по тепловому рассеянию (см. табл. III) или с вычисленными (см. табл. IV), часто получается меньше на величину, превышающую ошибки опыта. В газах величина скорости гиперзвука, вычисленная по смещению компонент ВРМБ, получается, в определенных условиях опыта, ближе к изотермическому значению, а не к адиабатическому, как можно было бы ожидать ³⁸. Напомним, что частоты, при которых распространение звука из адиабатического переходит в изотермическое, должны удовлетворять условию ¹

$$\Omega > \Omega_{\text{изот}} = \frac{v^2}{\chi}, \quad (77)$$

где χ — коэффициент температуропроводности. В условиях обсуждаемых работ всегда $\Omega_{\text{МБ}} < \Omega_{\text{изот}}$ и, следовательно, можно было ожидать адиабатического

*) При количественном исследовании пороговых значений длины области взаимодействия и пороговых значений мощности при ВРМБ в резонаторе и вне резонатора для разных жидкостей получен ряд противоречивых результатов ^{5, 29, 30}.

тического значения скорости гиперзвука частоты $\Omega_{\text{МБ}}$. На рис. 8 приведена зависимость скорости гиперзвука, полученная из смещения компонент ВРМБ в СН_4 (частота $f_{\text{МБ}} \sim 10^9$ гц), от плотности ^{50, 51}. В этих опытах лазерный свет мощностью 20—100 Мвт фокусировался линзой

Таблица IV

Смещение компонент ВРМБ в газообразном азоте ($p = 125$ атм)
для различных значений фокусного расстояния линзы ⁵²

Фокусное расстоя- ние линзы, см	Смещение компонент ВРМБ, см ⁻¹			Скорость звука v , м/сек (опреде- лена из значения $\Delta v_{\text{ср}}^*)$)	Фокусное расстоя- ние лин- зы, см	Смещение компонент ВРМБ, см ⁻¹			Скорость звука v , м/сек (опреде- лена из значения $\Delta v_{\text{ср}}^*)$)
	I	II				I	II		
	Δv	Δv	$\Delta v_{\text{ср}}$			Δv	Δv	$\Delta v_{\text{ср}}$	
30	0,038	0,040 0,038	0,039	393	5	0,032	0,028 0,029 0,034	0,030	300
20	0,039	0,037 0,037 0,036	0,037	372	3	0,031	0,025 0,027 0,033 0,037	0,030	300
10	0,035	0,036 0,031 0,033	0,033	331					

I — исследования ВРМБ проводились в режиме, когда обратная связь между лазером и рассеивающим объемом была подавлена поляризационным затвором ($\lambda/4$).

II — режим последовательного возникновения нескольких компонент ВРМБ (для каждой компоненты приведено смещение Δv).

*) Вычисленное значение скорости звука $v = 386$ м/сек.

в сжатый газ, причем обратная связь между лазером и рассеивающим объемом отсутствовала. Из рис. 8 (см. также ³⁹) видно, что при высоких давлениях имеется удовлетворительное согласие между ультразвуковыми измерениями ⁵² и данными, полученными по ВРМБ. Однако при понижении давления начинается расхождение, достигающее максимума в области 25—50 амага. При дальнейшем уменьшении давления газа скорость гиперзвука снова приближается к своему адиабатическому значению. Подобная зависимость наблюдается также для N_2 ⁵¹. Все эти результаты пока не получили удовлетворительного объяснения, хотя различные попытки объяснить наблюдаемые расхождения были сделаны (см., например, ^{37, 52, 54, 55}). При достаточно низких давлениях водорода (ниже 10 атм) при уменьшении давления смещение компоненты ВРМБ уменьшается, как показано на рис. 9, что может быть объяснено постепенным переходом адиабатической скорости звука в изотермическую, когда длина свободного пробега молекул становится порядка длины звуковой волны ⁵².

Предположение, что в жидкостях эффект уменьшения смещения компонент ВРМБ можно объяснить влиянием на скорость звука нагрева среды лазерным лучом, не подтвердилось, так как в воде также наблюдается уменьшение смещения компонент ВРМБ ⁵⁶, хотя в воде, как и в газах, температурный коэффициент скорости звука положительный. Методом гетеродинамирования света было показано ⁵⁵, что одной из причин изменения частоты компонент ВРМБ может быть существование обратной связи между лазером и рассеивающей средой. При распространении

и усилении в лазере рассеянной назад компоненты ВРМБ происходит «затягивание» ее в соседние моды резонатора лазера, и усиление ВРМБ происходит не в максимуме компоненты Мандельштама — Бриллюэна, а на частоте, ближайшей к максимуму моды резонатора. В разных условиях опыта этот эффект должен почти с равной вероятностью давать увеличение и уменьшение смещения компонент ВРМБ и поэтому не объясняет систематически меньшие значения смещения, найденные в эксперименте.

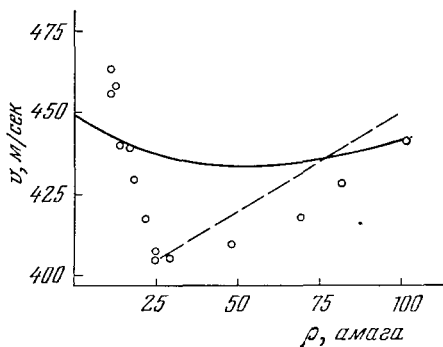


Рис. 8. Зависимость скорости гиперзвука в CH_4 ($T = 300^\circ \text{K}$) от плотности, полученная по измерению положения компонент ВРМБ.

Штриховая линия — результат ⁵⁰, кружки — результат ⁵¹, сплошная линия — ультразвуковые измерения ⁵³.

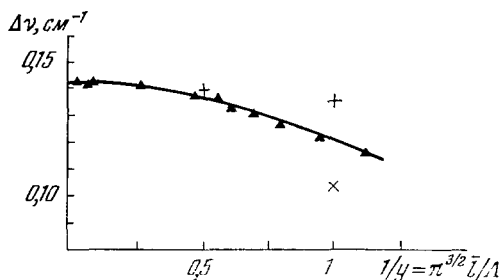


Рис. 9. Зависимость смещения $\Delta\nu$ компоненты ВРМБ от $1/y$ ($\sim 1/p$, p — давление) в газообразном H_2 ⁵².

▲ — эксперимент; расчет: + — адиабатическое значение скорости гиперзвука; × — изотермическое значение скорости гиперзвука.

Этот эффект тем более не может объяснить уменьшение смещения компонент ВРМБ, когда обратной связи между лазером и рассеивающей средой нет ^{39, 51, 52}.

В дальнейшем было экспериментально показано ⁵⁷, что с одномодовым лазером и при отсутствии обратной связи между лазером и рассеивающей средой из спектра ВРМБ в жидкостях получаются значения скорости гиперзвука, не отличающиеся от измеренных по тепловому рассеянию. Предполагается ⁵⁸, что в таких же условиях аналогичные результаты следует ожидать и для сжатых газов. Следует отметить, что (хотя это и не подчеркивается) в ⁵⁷ по необходимости использовались малые мощности возбуждающего света. Следовательно, несмотря на то, что эти результаты не объясняют, почему при больших мощностях и в одномодовом режиме ⁵² смещение компонент ВРМБ уменьшается, они показывают, что применение одномодового лазера малой мощности, развязанного с рассеивающей средой, позволяет получить правильные значения скорости гиперзвука из спектра ВРМБ. Мы полагаем, что одной из причин изменения смещения компонент Мандельштама — Бриллюэна при вынужденном рассеянии является влияние вынужденного температурного рассеяния (ВТР) на ВРМБ (подробнее см. гл. IV) *).

Если в процессе ВТР основную роль играет механизм поглощения света, то при малых интенсивностях ВРМБ ($\mathcal{I}_{\text{МБ}} < \mathcal{I}_0/2$) вследствие влияния ВТР смещение компоненты ВРМБ будет больше, чем в тепловом рассеянии. Если же $\mathcal{I}_{\text{МБ}} > \mathcal{I}_0/2$, то смещение компоненты ВРМБ будет меньше, чем в тепловом рассеянии, и именно этот эффект, возможно, приводит к часто наблюдаемому уменьшению смещения компонент ВРМБ

*) Предполагается, что смещение компоненты ВРМБ отсчитывается от частоты возбуждающего излучения.

в жидкостях. В том случае, если в процессе ВТР основную роль играет электрокалорический эффект, ситуация оказывается иной. При $\mathcal{I}_{\text{МБ}} > \mathcal{I}_0/2$ смещение компонент ВРМБ будет больше, чем в тепловом рассеянии, а при $\mathcal{I}_{\text{МБ}} < \mathcal{I}_0/2$ — меньше, чем в тепловом рассеянии, и этот последний случай, по-видимому, часто реализуется в газах. Это объяснение подтверждается некоторыми экспериментальными данными (см. гл. IV), однако для окончательного суждения о его правильности необходимы дополнительные исследования. Наряду с этим механизмом на положение компонент ВРМБ могут оказывать, конечно, влияние и другие причины.

В экспериментальном исследовании ВРМБ за фронтом взрывной волны в ацетоне (давление ~ 35 кбар, температура $\sim 910^\circ$ К, вещество сжато на $\sim 30\%$) наблюдалось сильное изменение положения стоксовой компоненты ВРМБ по сравнению с ее положением в несжатом ацетоне¹⁰¹.

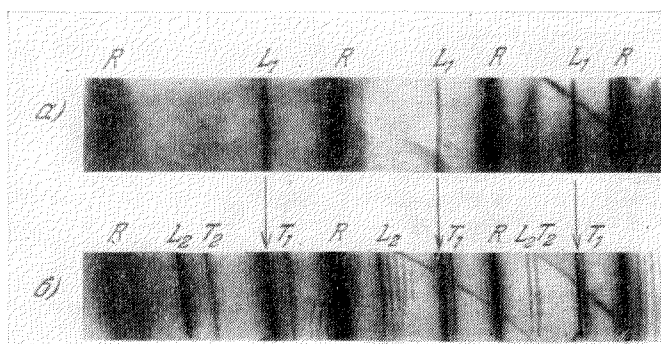


Рис. 10. Интерферограмма ВРМБ в монокристалле кварца при комнатной (а) и азотной (б) температурах⁵⁹.

R — возбуждающая линия, $L_{1,2}$ — компоненты ВРМБ на продольной гиперзвуковой волне, $T_{1,2}$ — то же на поперечной гиперзвуковой волне. Мощность лазера ~ 250 Мвт, фокусирующая линза с $f = 5$ см

В случае взрывной волны величина смещения Δv (ср. (1)) складывается из смещений, обусловленных: 1) акустической скоростью и показателем преломления за фронтом волны, 2) скоростью движения фронта волны и различием показателя преломления до и после фронта волны и 3) скоростью движения вещества и показателем преломления за фронтом волны. Характер фронта взрывной волны сказывается на распределении интенсивности в компоненте ВРМБ. Несомненно, ВРМБ может эффективно служить для изучения акустических свойств сильно сжатых сред во взрывной волне на гиперакустических частотах и, возможно, будет полезным для изучения кинетики процессов во взрывной волне.

В триглицинсульфате и сегнетовой соли обнаружено ВРМБ^{102 *}), порог которого на порядок величины меньше, чем в кварце и сапфире. Изучена зависимость порога ВРМБ от температуры в сегнетовой соли в окрестности температуры фазового перехода II рода (верхняя точка Кюри). Обнаружено, что порог плавно возрастает вплоть до температуры Кюри ($24,4^\circ$ С), где он скачком понижается и затем плавно уменьшается в сторону зоны с возрастающей спонтанной поляризацией. Ход изменения порога ВРМБ в общих чертах воспроизводит изменение звуковых потерь в этой области¹⁰³, согласующееся с выводами теории Ландау

*) Вблизи порога обнаружения ВРМБ в этих кристаллах разрушение не происходит

(см. ¹⁰⁴). В исследовании ВРМБ при приближении к критической точке CO_2 было установлено ¹⁰⁵ в качественном согласии с теорией, что смещение компоненты ВРМБ сильно уменьшается.

Все сказанное раньше относится к ВРМБ на продольных гиперзвуковых волнах. Лишь в одном эксперименте наблюдались компоненты ВРМБ на поперечных (и одновременно на продольных) гиперзвуковых волнах ⁵⁹ (рис. 10). Это явление наблюдалось в монокристалле кварца при температуре жидкого азота (-193°C). При этом не возникало разрушения кристалла при фокусировании света гигантского импульса лазера мощностью до 250 *Мвт*. При более низких гелиевых температурах ВРМБ на поперечных волнах гиперзвука не возникало. Вопрос о том, почему поперечные компоненты ВРМБ возникают при температуре жидкого азота и не возникают в других условиях, остается пока невыясненным.

3. Интенсивность ВРМБ

Большой интерес представляет изучение зависимости интегральной интенсивности света ВРМБ от времени жизни фононов (τ_ϕ), интенсивности возбуждающего света, длины области нелинейного взаимодействия и зависимости мгновенной интенсивности ВРМБ от мгновенной интенсивности возбуждающего света. Эти вопросы начали исследовать только в последнее время. Ниже будут приведены некоторые результаты таких исследований и сопоставление их с теорией.

а) Зависимость интенсивности ВРМБ от времени жизни фононов. Для наблюдения компонент ВРМБ в стационарном режиме усиления необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\frac{1}{\Omega_{\text{МВ}}} < \tau_\phi < \frac{t_0}{J}; \quad (78)$$

здесь t_0 — длительность лазерного импульса, $J = g_{\text{МВ}} L$ — фактор усиления света ВРМБ. Неравенство $1/\Omega_{\text{МВ}} < \tau_\phi$, или $\alpha\Lambda < \pi$, есть условие существования дискретных компонент в тепловом и вынужденном рассеянии. Неравенство $\tau_\phi < t_0/J$ следует из (45) (см. также (54)) и представляет собой условие достижения стационарного режима усиления света ВРМБ.

Рассмотрим, как интенсивность ВРМБ зависит от времени жизни фононов. Пусть рассеянный свет в процессе ВРМБ усиливается в e^J раз. Наряду со стационарным коэффициентом усиления G введем для нестационарного процесса эффективный коэффициент усиления G^* , который из (46) можно определить выражением

$$\frac{1}{2} G^* J_0 L = \left(\frac{G J_0 L t}{\tau_\phi} \right)^{1/2} - \frac{t}{2\tau_\phi}. \quad (79)$$

Предполагая, что в эксперименте J имеет большое и постоянное*) значение, можно получить ⁶⁰

$$\frac{G}{G^*} = \frac{[1 + (J/t_0) \tau_\phi]^2}{4(J/t_0) \tau_\phi}. \quad (80)$$

Для коротких лазерных импульсов ($t_0 \ll J\tau_\phi$) из (80) получим $G/G^* = J\tau_\phi/4t_0$; для длинных импульсов ($t_0 \gg J\tau_\phi$) асимптотическое значение, как следует из стационарной теории, должно быть $G/G^* \equiv 1$ (рис. 11).

*) Для этого $|E_0|^2$ должно изменяться в соответствии с изменением параметров рассеивающей среды.

Следовательно, если известно $J = \text{const}$, а $G/G_{\text{эксп}}$ определено экспериментально как функция времени жизни фононов, то можно найти область перехода от стационарного ($G/G_{\text{эксп}} = G/G^* = 1$) режима к нестационарному ($G/G_{\text{эксп}} > 1$). Отметим, что (80) должно быть справедливо и для Stokesа вынужденного комбинационного рассеяния, если под τ_f подразумевать время жизни оптических фононов⁶⁰.

Интенсивность ВРМБ и вынужденного комбинационного рассеяния (КР) в газах (N_2 , H_2) исследовалась в зависимости от времени жизни фононов⁶⁰.

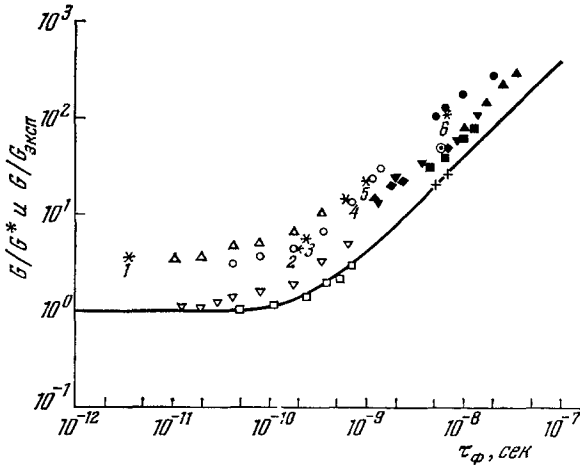


Рис. 11. Зависимость $G/G_{\text{эксп}}$ и G/G^* (сплошная кривая; см. (80)) от времени жизни фононов τ_f ⁶⁰. 30-см фокус — а) ВРМБ: $\blacktriangle, \blacktriangledown$ — N_2 , 300° К; \blacksquare, \bullet — H_2 , 77° К; \blacklozenge — CH_4 , 300° К; б) КР: \triangle, \triangledown — H_2 , 77° К; \circ — H_2 , 300° К; в) $*$ — КР: 1 — бензол; ВРМБ: 2 — CS_2 ; 3 — бензол, 4 — вода, 5 — ацетон, 6 — жидкий аргон. Параллельный луч: $+$ — N_2 , ВРМБ, 300° К; \square — H_2 , КР, 300° К.

Время жизни оптических фононов изменялось на 4 порядка ($\tau_f \sim 10^{-7} - 10^{-11}$ сек) путем изменения давления и температуры газа. Однако для акустических фононов область изученных значений τ_f существенно уже, так как при малых τ_f еще до достижения стационарного режима ВРМБ оказывалось, что $\tau_f < 1/\Omega_{MB}$ и компоненты Мандельштама — Бриллюэна не могли наблюдаться. Общий вывод для комбинационного рассеяния и ВРМБ состоит в том, что при $J = 30$ (это значение определялось чувствительностью установки) стационарный режим достигается, когда $\tau_f < 10^{-10} - 10^{-9}$ сек (рис. 11). Оценка длительности нелинейного взаи-

модействия из величины экспериментально определенного нестационарного коэффициента усиления при возбуждении рассеяния параллельным лучом лазера дает $t_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ сек. Исходя из этого значения t_0 построена сплошная кривая рис. 11 *). Некоторое указание на причину такого малого t_0 , значительно меньшего средней длительности лазерного импульса, можно видеть в замечании, сделанном в⁶⁰, что в условиях этого опыта имелось временное изменение структуры лазерного импульса. Таким образом, из результатов этой работы следует, что условие перехода к стационарному режиму $\tau_f \leq t_0/J$ действительно хорошо выполняется. Как и следовало ожидать, при больших временах жизни фононов эффективный коэффициент усиления был значительно меньше вычисленного из стационарной теории. По этой же причине наблюдалось значительное уменьшение коэффициента преобразования мощности возбуждающего света в ВРМБ в сероуглероде с пикосекундными лазерными импульсами²⁶ по сравнению с высоким коэффициентом преобразования с обычными наносекундными импульсами⁶¹.

*) Экспериментальные данные, полученные с фокусированным лазерным лучом, лежат несколько выше теоретической кривой. Если учесть влияние дифракции на вычисляемую величину объема нелинейного взаимодействия, то согласие между результатами опыта в разных условиях улучшится.

Как следует из (46), в нестационарном режиме, когда $t_0 \ll \tau_\phi$, интенсивность ВРМБ изменяется по закону

$$\mathcal{J}_1 \sim \exp \left(\frac{Y^2 \beta_{SV} |q| |k_0|}{16\pi n^2} |E_0|^2 x t \right)^{1/2}$$

и не зависит от времени жизни фононов, в противоположность стационарному режиму. Следовательно, в нестационарном случае и порог ВРМБ не будет зависеть от τ_ϕ .

Исследование температурной зависимости порога ВРМБ в жидком гелии ¹⁰⁶ ($\tau_\phi \sim 10^{-7} - 10^{-9}$ сек) и кристаллическом кварце ¹⁰⁷ ($\tau_\phi > 10^{-8}$ сек), а также более ранние исследования в некоторых жидкостях ³⁰ показали, что такой режим ВРМБ действительно осуществляется при указанных выше условиях. Для регистрации ВРМБ в жидкостях необходимо усиление в $e^{10} - e^8$ раз. Так как время жизни фононов в жидкостях $\tau_\phi \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ сек, для достижения стационарного режима при ВРМБ необходима длительность лазерного импульса $t_0 > 1 - 10$ нсек.

б) Зависимость интенсивности ВРМБ от интенсивности возбуждающего света и длины области нелинейного взаимодействия. Измерения зависимости

интегральной интенсивности ВРМБ ($\vartheta = 180^\circ$) от интенсивности возбуждающего света в жидких *n*-гексана, метаноле и четыреххлористом углероде были выполнены ⁶² с гигантским импульсом ($t_0 \sim 15$ нсек) одномодового рубинового лазера. Возбуждающий свет фокусировался длиннофокусной линзой ($f = 1$ м) за сосуд с рассеивающей средой. Между

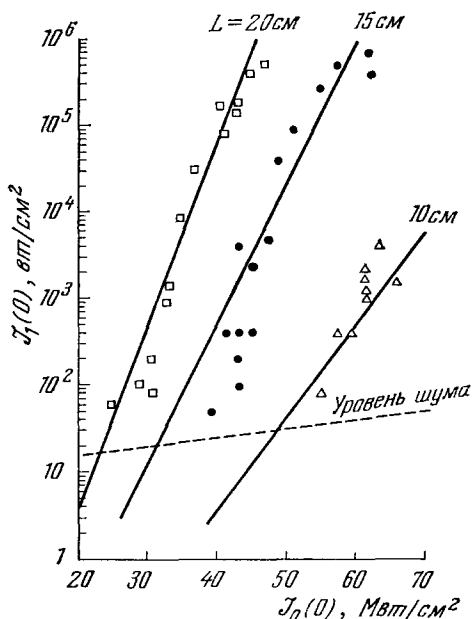


Рис. 12. Зависимость интегральной (по времени) интенсивности ВРМБ от интенсивности возбуждающего света в *n*-гексана ⁶².

— расчет по формулам стационарной теории;
эксперимент: \square — $L = 20$ см; \bullet — $L = 15$ см;
 \triangle — $L = 10$ см.

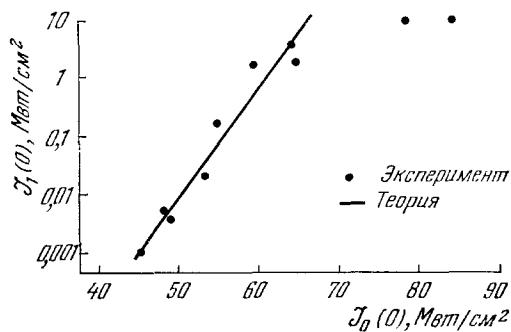


Рис. 13. Измеренная и вычисленная интенсивность ВРМБ в плавленном кварце ⁶³.

\bullet — Эксперимент
— Теория

сосудом и линзой на расстоянии 50 см от линзы помещалась диафрагма диаметром 1 мм. Такая система позволяла получать в достаточной степени коллимированный и однородный пучок света. Интерферограмма рассеянного света показала, что последовательное ВРМБ отсутствует.

На рис. 12 приведена зависимость интенсивности ВРМБ $\mathcal{J}_1(0)$ от интенсивности возбуждающего света $\mathcal{J}_0(0)$ для *n*-гексана, полученная экспериментально для различных длин L кюветы с жидкостью, и результаты

расчета по формуле стационарной теории (74). Аналогичные результаты получены ⁶² для CSi_4 и CH_3OH . Учитывая трудности эксперимента, согласие между теоретическими кривыми и экспериментальными точками следует признать вполне удовлетворительным.

Выполнены также измерения зависимости интенсивности стоксовой компоненты ВРМБ от интенсивности возбуждающего света в плавленом кварце ⁶³ (рис. 13). Эти измерения и формулы (60) и (74) позволили найти коэффициент затухания гиперзвука ($\alpha = 280 \text{ см}^{-1}$ для $f_{\text{МБ}} = 2,4 \cdot 10^{10} \text{ гц}$) в этом материале. Конечно, применение линеаризованной теории в ^{62, 63} оказалось возможным только потому, что использовались такие интенсивности возбуждающего света и такие длины L , что эффект насыщения не достигался. Из рис. 13 ясно, что при $\mathcal{I}_0 > 65 \text{ Мвт/см}^2$ отчетливо выступает эффект насыщения и линеаризованная стационарная теория становится неприменимой.

При исследовании ⁶⁶ зависимости интенсивности ВРМБ от длины области нелинейного взаимодействия L в n -гексане при достаточно больших L (например, при $\mathcal{I}_0 = 7,5 \text{ Мвт/см}^2$, $L > 30 \text{ см}$) достигалась область насыщения *). Насыщение интенсивности первой и второй компонент последовательного ВРМБ в плавленом кварце при больших интенсивностях возбуждающего света наблюдалось также в работе ⁶⁷. В этих случаях интенсивность ВРМБ растет значительно медленнее, чем это предсказывает линеаризованная теория.

в) З а в и с и м о с т ь м г н о в е н н о й м о щ н о с т и ВРМБ о т м г н о в е н н о й м о щ н о с т и в о з б у ж д а ю щ е г о с в е т а. Интенсивность гигантского импульса лазера и, следовательно, интенсивность ВРМБ изменяются со временем, первоначально возрастая от нуля до максимума, а затем снова уменьшаясь до нуля. Это временное изменение было использовано для изучения зависимости мгновенной мощности ВРМБ от мгновенной мощности возбуждающего света ⁶⁸⁻⁷⁰. Следуя стационарной нелинейной теории, для интенсивности ВРМБ и возбуждающего света можно записать соотношения (62), положив в них $G(\omega_1) = G(\bar{\omega}_1) \equiv G$, где

$$G = \frac{Y^2 k_0^2 \beta_S}{2n^3 c \alpha} \cdot 10^7 \text{ см/гм}. \quad (81)$$

В линейном приближении из (62) следует экспоненциальный рост $\mathcal{I}_1(0)$ в зависимости от длины и интенсивности возбуждающего света.

При высоком коэффициенте преобразования $K = \mathcal{I}_1(0)/\mathcal{I}_0(0) \rightarrow 1$ и $G\mathcal{I}_0(0)x \gg 1$ нетрудно получить $\mathcal{I}_1(x) = 1/Gx$ и, следовательно, на большом расстоянии от входа возбуждающего света в рассеивающую среду интенсивность ВРМБ не будет зависеть от интенсивности возбуждающего света. Справедливость этого вывода была подтверждена экспериментально ⁶⁸ для CS_2 при $K \approx 0,9$, а измерение $\mathcal{I}_1(x)$ было использовано для оценки G .

Для большого значения коэффициента усиления, когда

$$\exp[(1-K)G\mathcal{I}_0(0)L] \gg K,$$

из (62) получим

$$(1-K)G\mathcal{I}_0(0)L = \ln[(1-K)K] - \ln\left[\frac{\mathcal{I}_1(L)}{\mathcal{I}_0(0)}\right] \equiv C. \quad (82)$$

Вычисления показывают, что C — величина приблизительно постоянная в широких пределах изменения $\mathcal{I}_0(0)$, L и G . Так, в ⁶⁹ это утверждение

*) Вывод о неприменимости стационарной теории к n -гексану ⁶⁶, по-видимому, должен быть пересмотрен, так как в ⁶⁶ для расчетов использовалось заниженное значение α .

было проверено в интервалах $\mathcal{J}_0(0) \approx 10-10^3 \text{ Мвт/см}^2$, $L = 5-50 \text{ см}$ и $G = 10^{-8}-10^{-7} \text{ см/вт}$. Таким образом, из (82) для $\mathcal{J}_1(0)$ получим

$$\mathcal{J}_1(0) = \mathcal{J}_0(0) - \frac{C}{GL}. \quad (83)$$

Конечно, необходимо, чтобы выполнялось условие $\mathcal{J}_0(0) > C/GL$. Сделаем предположение, обычно выполняющееся в действительности, что поперечное распределение интенсивности в возбуждающем световом луче гауссово, и введем мощность возбуждающего света P_0 . Следовательно, $\mathcal{J}_0(0) = \mathcal{J}_0 \exp[-(r/r_0)^2]$, $P_0(0) = \pi r_0^2 \mathcal{J}_0 = S_0 \mathcal{J}_0$. Интегрируя (83) по сечению пучка от $r = 0$ до r_1 , определенного из условия $\mathcal{J}_1(0) = 0$ или $\mathcal{J}_0(0) = C/GL$, получим для мощности ВРМБ

$$P_1(0) = P_0(0) - \frac{CS_0}{GL} \left[1 + \ln \left(\frac{\mathcal{J}_0 GL}{C} \right) \right]. \quad (84)$$

Вследствие слабой — логарифмической — зависимости второго члена в (84) от интенсивности возбуждающего света мы приходим к заключению, что мгновенная мощность ВРМБ при рассеянии назад у входного окна пропорциональна мгновенной входной мощности возбуждающего света и меньше ее на постоянную величину (для данного вещества, $L = \text{const}$ и $\mathcal{J}_0 GL \gg C$). Далее, интегрируя первое равенство (62) по сечению пучка, пренебрегая начальной мощностью ВРМБ $P_1(L)$ и используя (84), найдем

$$P_0(L) = \frac{CS_0}{GL} \left[1 + \ln \left(\frac{\mathcal{J}_0 GL}{C} \right) \right]. \quad (85)$$

Следовательно, мощность прошедшего через рассеивающий объем возбуждающего света — величина приблизительно постоянная для данного вещества, $L = \text{const}$ и $\mathcal{J}_0 GL \gg C$. Эти закономерности для света, рассеянного назад и прошедшего через рассеивающий объем возбуждающего света, хорошо подтверждаются результатами экспериментов в жидкостях^{68, 69}.

На рис. 14 представлены осциллограммы (развертки во времени) импульса возбуждающего света (а), света, рассеянного назад в этиловом эфире (б) и прошедшего через рассеивающую среду (в). Излучение ВРМБ (б) начинается с резкого подъема после того, как возбуждающая мощность достигла определенной величины. В течение остальной части лазерного импульса мгновенная мощность ВРМБ следует за мощностью возбуждающего света. Мгновенная мощность прошедшего света (в) сначала растет, как и мощность возбуждающего света, но как только возникает ВРМБ, мгновенная мощность прошедшего света резко падает и затем, в течение большей части импульса, остается на постоянном низком уровне, как это и следует из (85).

На рис. 15 приведена зависимость мгновенной мощности ВРМБ от мгновенной мощности возбуждающего света для этилового эфира, полученная из осциллограммы рис. 14. Из рис. 15 видно, что, за исключением начальной стадии импульса (1—2 нсек), мгновенная мощность ВРМБ пропорциональна мгновенной мощности возбуждающего света.

Аналогичная ситуация наблюдалась в CS_2 ^{68, 69} и *n*-гексане⁶⁹, с тем различием, что для CS_2 в начале импульса наблюдается пик в мощности рассеянного света вследствие возникновения вынужденного комбинационного рассеяния света. Следовательно, во всех этих случаях осуществляется квазистационарный режим при ВРМБ.

Выполнены также измерения интенсивности ВРМБ при малых длинах сосуда L в CS_2 , когда нельзя ожидать пропорциональности между $P_1(0)$ и $P_0(0)$ в течение длительности лазерного импульса. Эта пропор-

циональность при малых значениях L может быть достигнута соответствующим увеличением $\mathcal{I}_0(0)^*$.

Сплошная кривая на рис. 15 вычислена по формуле (84), причем значения G и C были получены из опытов по измерению зависимости мощности ВРМБ от расстояния до входного окошка сосуда⁶⁹. Полученные значения G ($9 \cdot 10^{-8}$ см/вт для CS_2 , $2 \cdot 10^{-8}$ см/вт для этилового эфира и $1,6 \cdot 10^{-8}$ для n -гексана, точность $\pm 50\%$) хорошо согласуются с вычисленными по стационарной теории. Таким образом, эти опыты показывают, что стационарная теория применима к ВРМБ при разумном выборе условий эксперимента, а явление ВРМБ может быть использовано для измерения G и, следовательно, для определения коэффициента затухания гиперзвука α .

Наиболее интенсивное преобразование мощности возбуждающего

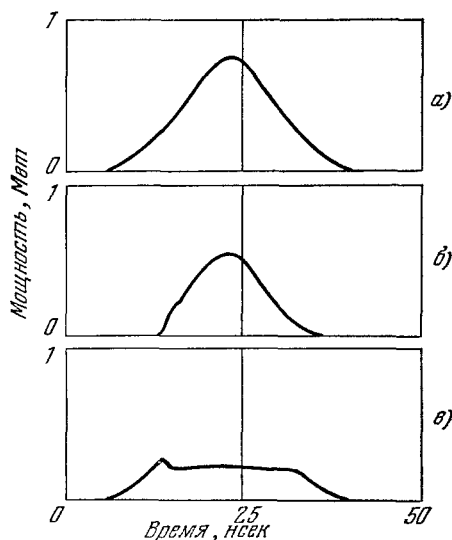


Рис. 14. Осциллограммы мощности возбуждающего (а), рассеянного назад (б) и прошедшего (в) света в этиловом эфире⁶⁹.

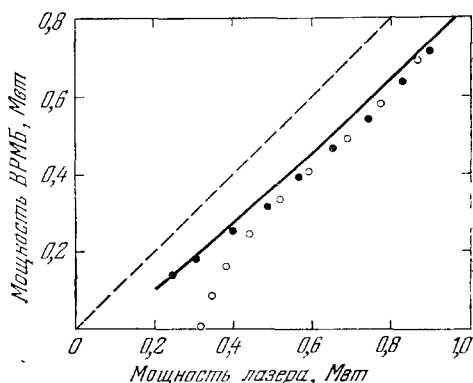


Рис. 15. Мгновенная мощность ВРМБ в зависимости от увеличивающейся (○) и уменьшающейся (●) мощности возбуждающего света в этиловом эфире ($L = 50$ см)⁶⁹.

света ВРМБ происходит, как и следовало ожидать, у входного окошка сосуда^{68, 69}. В⁶⁹ получены для K значения 75% в n -гексана ($L = 50$ см), 80% в этиловом эфире ($L = 50$ см) и 90% в CS_2 ($L = 30$ см). Но уже на расстоянии нескольких миллиметров от входного окна сосуда мощность ВРМБ значительно уменьшается по сравнению с $P_1(0)$. Например, для CS_2

$$\frac{P_1(x=0,5 \text{ см})}{P_1(0)} = 8\%.$$

Наряду с жидкостями, о которых говорилось выше, существуют и другие, у которых мгновенная мощность ВРМБ не следует за мгновенной мощностью возбуждающего света, а изменяется скачкообразно со временем, превосходя в определенные моменты времени мощность возбуждающего света (например, толуол⁶⁸). Очевидно, что в этом случае стационарное состояние не достигается.

*) В опытах⁶⁹ использовался коллимированный свет рубинового лазера с максимальной интенсивностью $\mathcal{I}_0(0) = 800 \text{ Мвт/см}^2$ для этилового эфира и 500 Мвт/см^2 для сероуглерода. Расстояние между сосудом с жидкостью и лазером было ~ 4 м, и компоненты последовательного ВРМБ не возникали. Существенное отклонение от пропорциональности между $P_1(0)$ и $P_0(0)$ в CS_2 возникало при $L \leq 5$ см.

г) Измерение времени жизни фоонов с помощью явления ВРМБ. Измерение коэффициента усиления при ВРМБ в стационарном режиме может быть использовано для определения коэффициента поглощения гиперзвука из формулы (81), если известны другие входящие в (81) параметры среды. По-видимому, наиболее подходящая методика для этой цели была предложена и реализована в ¹⁰⁸. В этом методе используются (рис. 16) два сосуда с жидкостью с небольшим

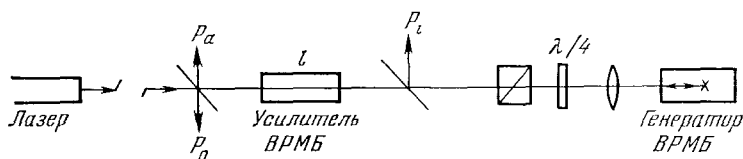


Рис. 16. Схема экспериментальной установки для измерения времени жизни фоонов с помощью явления ВРМБ ¹⁰⁸.

расстоянием между ними, которые представляют собой генератор и усилитель ВРМБ. Возникшее в генераторе излучение ВРМБ, сильно ослабленное системой поляризатор — пластинка $\lambda/4$, усиливается в усилителе. Возбуждающее излучение P_0 , рассеянное излучение перед попаданием в усилитель P_i и излучение P_a , прошедшее усилитель ВРМБ, разворачивались во времени. Малая величина отношения P_i/P_0 ($\sim 10^{-2}$) позволяла избежать насыщения при ВРМБ и сравнить экспериментальные данные с теорией слабого ВРМБ. Из этой теории при $t_0 \gg \tau_\phi$, $t_0 \gg 2L/c$, $\tau_\phi \ll L/v$ следует

$$\frac{P_a}{P_i} \approx 1 + G(\Delta\nu) \mathcal{J}_0 L,$$

где

$$G(\Delta\nu) = \frac{G(0)}{1 + (2\Delta\nu/\delta\nu)^2},$$

$\delta\nu$ — ширина компоненты Мандельштама — Бриллюэна в тепловом рассеянии, $\Delta\nu$ — разность частот ВРМБ в генераторе и усилителе. Коэффициент затухания гиперзвука можно определить, измерив $G(0)$ ($\Delta\nu = 0$) или вводя хорошо определенную разность частот $\Delta\nu^*$ и определяя зависимость $G(\Delta\nu)$. Это дает возможность по ширине кривой $G(\Delta\nu)$ найти $\delta\nu$ и вычислить α и τ_ϕ . Измеренные таким образом и вычисленные значения $G(0)$ хорошо согласуются между собой. Следует отметить высокую точность этого метода определения α и возможность по временным разверткам сигналов судить о достижении стационарного режима ВРМБ.

4. Генерация гиперзвука в процессе ВРМБ

Частота звука, генерируемого при ВРМБ, определяется для изотропной среды выражением (1) или в общем случае выражением

$$\Omega_{MB} = \omega_0 \frac{v}{c} \left[(n_1 - n_2)^2 + n_1 n_2 \left(2 \sin \frac{\vartheta}{2} \right)^2 \right]^{1/2}; \quad (86)$$

здесь ϑ — угол рассеяния, n_1 и n_2 — показатели преломления возбуждающей и рассеянной световых волн. Для анизотропных сред n_1 и n_2 могут быть не равны между собой. Так, если в кристалле кварца принять за n_1 значение показателя преломления для обыкновенного луча, а за n_2 — для необыкновенного, то при рассеянии в прямом направлении ($\vartheta = 0$)

*) Это можно сделать, например, изменяя показатель преломления и скорость гиперзвука среды усилителя или генератора ВРМБ.

для частоты генерируемого звука получим $f_{\text{МБ}} = \Omega_{\text{МБ}}/2\pi = 7,5 \cdot 10^7$ гц, в то время как для рассеяния под углом $\vartheta = 180^\circ$ для $f_{\text{МБ}}$ получается значение $2,6 \cdot 10^{10}$ гц. Генерация ультразвука частоты $f = 7,5 \cdot 10^7$ гц при ВРМБ под углом $\vartheta = 0$ в X-срезе кварца была зарегистрирована с помощью пьезоэлектрического приемника⁷¹.

При ВРМБ под большими углами ($\vartheta \sim \pi$) прямая регистрация генерируемого гиперзвука ультразвуковыми методами встречает большие трудности, но такая регистрация возможна методом дифракции света на гиперзвуке и осуществлена в⁶³.

Верхний предел интенсивности гиперзвука \mathcal{I}_p , которая может генерироваться в процессе ВРМБ, определяется соотношением Мэнли — Роу $\mathcal{I}_p = (\Omega/\omega_1)\mathcal{I}_1$, где ω_1 и \mathcal{I}_1 — частота и интенсивность стока ВРМБ. Это соотношение означает, что рождение каждого стока фотона сопровождается рождением фонона. В реальных условиях опыта, вследствие различных ограничивающих факторов, интенсивность гиперзвука должна быть меньше, чем предсказывает соотношение Мэнли — Роу. В случае коротких импульсов ($vt_0 \ll L$) соотношение Мэнли — Роу должно быть уменьшено на фактор vt_0/L , как это следует из нестационарной теории (формула (53)). Далее, вследствие того, что рожденные в процессе ВРМБ фононы сильно поглощаются ($\alpha \sim 10^2 - 10^4$ см⁻¹), интенсивность гиперзвука также должна уменьшаться. В стационарном режиме интенсивность гиперзвука дается соотношением (65). Следовательно, \mathcal{I}_p должна быть меньше по крайней мере на фактор $G_{\text{МБ}}/2\alpha$ по сравнению с тем, что дает соотношение Мэнли — Роу. При этом, как уже упоминалось выше, интенсивность гиперзвука должна достигать своего максимального значения у входа (на расстоянии $x \sim 1/\alpha$) возбуждающего излучения в область нелинейного взаимодействия и далее должна уменьшаться экспоненциально в направлении распространения возбуждающего света.

Исследование⁶³ интенсивности гиперзвука, генерируемого при ВРМБ ($\vartheta = 180^\circ$) в плавленом кварце, показывает хорошее согласие эксперимента с предсказаниями стационарной теории. ВРМБ возбуждалось гигантским импульсом рубинового лазера. Интенсивность гиперзвука измерялась с помощью дифракции Брэгга луча Ne — Ne-газового лазера на генерируемой при ВРМБ гиперзвуковой волне (угол дифракции, отвечающий условию Брэгга, равен 126°). На основе приближения первого порядка отношение общей интенсивности дифрагированного света $\mathcal{I}_{\text{дифр}}$, отвечающего условию Брэгга, к интенсивности падающего света \mathcal{I}_N дается выражением

$$\frac{\mathcal{I}_{\text{дифр}}}{\mathcal{I}_N} = \frac{k_N^2 Y^2 \beta_S V_3 P_p}{8\pi^2 n^4 v d S_N \Delta \vartheta_N}; \quad (87)$$

здесь \mathbf{k}_N , S_N и $\Delta \vartheta_N$ — волновой вектор, поперечное сечение и линейная расходимость луча Ne — Ne-лазера; P_p , V_3 и d — мощность, объем и диаметр акустического луча. Следовательно, измеряя отношение $\mathcal{I}_{\text{дифр}}/\mathcal{I}_N$ вдоль области нелинейного взаимодействия, можно найти зависимость мощности в гиперзвуковой волне P_p от x — глубины проникновения света, возбуждающего ВРМБ.

На рис. 17 представлено пространственное распределение мощности гиперзвуковой волны в плавленом кварце при двух значениях интенсивности возбуждающего света: 80 Мет/см², когда можно ожидать проявления переходных процессов, и 60 Мет/см², когда, как было установлено по исследованию интенсивности ВРМБ (гл. III, п. 3), достигается стационарный режим. Из рис. 17 видно, что мощность, а следовательно и интенсивность гиперзвука, убывает экспоненциально с расстоянием от начала области нелинейного взаимодействия. Измеренный из этих

данных коэффициент усиления оказался практически таким же, как и измеренный по интенсивности ВРМБ. Максимальная акустическая мощность, измеренная в этом эксперименте, для $\mathcal{I}_0 = 60 \text{ Мвт/см}^2$ равна $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ вт}$, что, учитывая точность измерений, удовлетворительно согласуется с вычисленным по формулам (65) и (74) стационарной теории значением $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ вт}$.

Таким образом, единственное пока измерение интенсивности гиперзвука, генерируемого при ВРМБ в стационарном режиме, согласуется с измерениями интенсивности ВРМБ и теоретическим расчетом.

Отметим, что полученное в этом опыте значение мощности (или интенсивности) гиперзвука значительно ниже (на три порядка), чем это следует из соотношения Мэнли—Роу. При значительном превышении пороговой интенсивности ($g_{\text{МБ}} \rightarrow \alpha$) и достаточно длинных импульсах можно было ожидать, что \mathcal{I}_p будет приближаться к своему верхнему пределу $\sim (\Omega_{\text{МБ}}/\omega_1) \times \mathcal{I}_1$. Этот режим должен наступать при больших интенсивностях возбуждающего света и малых коэффициентах поглощения гиперзвука (например, кристаллы при низких температурах). Однако еще раньше звук может стать нелинейным, и тогда начнет расти эффективный коэффициент поглощения звука $\alpha_{\text{эф}} = \alpha R$, где α — обычный линейный коэффициент поглощения звука, а R — аналог числа Рейнольдса, равный ⁷²

$$R = \frac{mp}{\eta_{\text{эф}} \Omega_{\text{МБ}}} = \frac{mp \Omega_{\text{МБ}}}{2\alpha v^3 \rho}; \quad (88)$$

здесь p — амплитуда давления в звуковой волне, $\eta_{\text{эф}} = 2\alpha v^3 \rho \Omega^{-2}$ — эффективная вязкость среды на частоте Ω , $m \sim 1-10$ — параметр, характеризующий акустическую нелинейность среды. Акустическая нелинейность среды будет проявляться при $R \gg 1$ или $\mathcal{I}_p \gg 2\alpha^2 v^5 \rho / m^2 \Omega_{\text{МБ}}^2$. Отсюда найдем, что для кристалла кварца при комнатной температуре ($\alpha = 325 \text{ см}^{-1}$) акустическая нелинейность начнет сказываться при интенсивности гиперзвука $\mathcal{I}_p \gg 3 \cdot 10^2 \text{ вт/см}^2$ для частоты $f_{\text{МБ}} = 2,6 \cdot 10^{10} \text{ гц}$. Таким образом, уже при интенсивностях гиперзвука в несколько сот ватт эффективный коэффициент поглощения начнет расти вследствие развития акустической нелинейности. В кристаллах при низких температурах акустическая нелинейность будет развиваться при еще меньших интенсивностях гиперзвука.

При возникновении акустической нелинейности должно происходить эффективное преобразование гиперзвука основной частоты в гармоники более высокой частоты. Появление второй гармоники гиперзвука $f_{\text{МБ}} \sim 10^{10} \text{ гц}$ от основной частоты $f_{\text{МБ}} \sim 5 \cdot 10^9 \text{ гц}$ наблюдалось при ВРМБ в воде ⁷³. ВРМБ возбуждалось сфокусированным лучом рубинового лазера мощностью $1-5 \text{ Мвт}$. В сосуд с водой коллинеарно и одновременно с излучением рубинового лазера попадала его вторая гармоника (3470 Å), возникающая при прохождении гигантского импульса рубинового лазера через кристалл АРР (эффективность преобразования 6%). Наряду с основ-

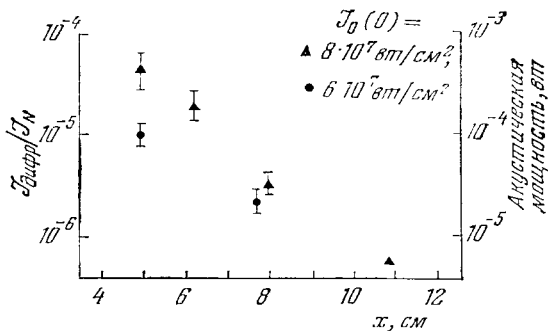


Рис. 17. Пространственный профиль интенсивности гиперзвуковой волны, возникающей при ВРМБ в плавленом кварце ⁶³.

Расстояние отсчитывается от входного торца образца.

ной стоксовой компонентой ВРМБ от $\lambda = 6940 \text{ \AA}$ наблюдалось обычное тепловое рассеяние под углом $\vartheta = 180^\circ$ света $\lambda = 3470 \text{ \AA}$ на интенсивной второй гармонике гиперзвука, так как именно для второй гармоники звука, второй гармоники света и угла рассеяния $\vartheta = 180^\circ$ выполняется условие Брэгга. Импульсы рассеянного и возбуждающего света разворачивались во времени фотоэлектрически с помощью скоростных осциллографов. Излучения с $\lambda = 6940 \text{ \AA}$ и $\lambda = 3470 \text{ \AA}$ отделялись друг от друга с помощью фильтров.

Можно думать, что дальнейшее исследование возникающих при ВРМБ гармоник гиперзвука даст интересные результаты для нелинейной и молекулярной акустики.

5. З а м е ч а н и я о н е к о т о р ы х н е л и н е й н ы х я в л е н и я х , с о п р о в о ж д а ю щ и х в ы н у ж д е н н о е р а с с е я н и е М а н д е л ь ш т а м а — Б р и л л ю э н а

а) П р о з р а ч н ы е т в е р д ы е д и э л е к т р и к и и к р и с т а л л ы. Интенсивный свет вызывает наряду с ВРМБ в прозрачных диэлектриках и кристаллах также их повреждение^{5, 11, 12, 37, 59, 74-95}. Порог возникновения повреждений может быть для различных сред выше или ниже порога ВРМБ, соответствующего $\vartheta = 180^\circ$. Но во времени явление ВРМБ развивается, по-видимому, раньше, чем происходит механическое повреждение, так как оно, во всяком случае, не полностью экранирует свет ВРМБ. Повреждения прозрачных диэлектриков разделяются на: 1) повреждения передней к направлению лазерного света поверхности образца, 2) повреждения задней поверхности образца, 3) внутренние разрушения диэлектрика.

Природа всех этих разнообразных видов повреждений пока до конца не выяснена, хотя литература, посвященная этой проблеме, уже очень обширна. Мы не имеем возможности подробно обсуждать весь этот обширный материал, а ограничимся лишь указанием на основные направления исследований и некоторые выводы из них.

Повреждение передней поверхности сопровождается искрой у поверхности образца. Это повреждение имеет размеры в несколько микрон и часто окружено темным или коричневым ореолом, имеющим характер «ожога». Это явление, по-видимому, связано с поверхностным диэлектрическим пробоем, который возникает и в том случае, когда диэлектрик находится в вакууме.

Подробное исследование повреждений задней поверхности стекол в гигантском импульсе лазера дало основание автору⁷⁵ полагать, что их причиной является генерируемый при ВРМБ гиперзвук, хотя существует и другой взгляд на это явление. Эти разрушения имеют вид небольших (несколько десятых миллиметра) выбоин или отколов. Порог их выше, чем порог повреждений передней поверхности.

Наиболее высокий порог имеют внутренние разрушения (для стекол более $5 \cdot 10^9 \text{ вт/см}^2$). Обсуждались следующие возможные механизмы разрушений.

1. Разрушение гиперакустическими фононами, возникающими при ВРМБ^{5, 75}.

2. Поглощение света перегретым жидким стеклом, образовавшимся вследствие поглощения гиперакустических фононов⁷⁶.

3. Электрострикция и/или самофокусировка⁹⁶.

4. Распространение ударной волны, возникающей при ВРМБ вследствие нелинейности звука или вследствие других причин и поглощающей свет⁷².

5. Линейное поглощение света, в частности на неоднородностях и включениях⁸⁹.

6. Многофотонные процессы поглощения света, ионизация и образование электронной лавины и плазмы^{34, 82, 95}.

Каждый из перечисленных механизмов, в зависимости от условий опыта, может давать свой вклад в разрушение. Так, в разрушение диэлектриков с низкой температурой плавления обычным лазерным импульсом с большой длительностью и энергией основной вклад вносит, по-видимому, линейное поглощение света, т. е. механизм 5. Однако разрушение диэлектриков гигантским лазерным импульсом, когда энергия импульса невелика, обычно нельзя объяснить этим механизмом.

В связи с тем, что разрушение часто возникает при меньших интенсивностях, чем ВРМБ, нельзя полностью объяснить это явление механизмами 1, 2 и 4. В различных средах разрушение гигантским импульсом может вызываться разными механизмами или даже сразу несколькими.

Наиболее подробно исследовалось разрушение силикатных стекол и кварца сфокусированным гигантским импульсом лазера. Гиперакустические фононы, возникающие при ВРМБ, не являются первичной причиной разрушения этих сред. Исследование временного развития разрушения⁸⁸ показало, что оно распространяется вдоль светового луча со скоростью, большей $\sim 5 \cdot 10^7$ см/сек. Из этого результата следует, что за разрушение ответственны быстрые процессы, такие, например, как механизм 6.

В связи с тем, что часть разрушения в стеклах состоит из длинных нитей ($\sim 1-2$ см)^{59, 74}, можно думать, что самоканализация светового луча играет существенную роль в разрушении. Одной из причин разрушения силикатных стекол и кварца является, по-видимому, многофотонное поглощение (3—4 фотона), образование электронной лавины и микроплазмы с последующим интенсивным поглощением света⁹⁵. Этот эффект, конечно, облегчается при самоканализации светового пучка.

Исследования фотопроводимости в стеклах и кварце при интенсивности света несколько меньшей, чем это необходимо для разрушения, указывает, что многофотонное поглощение света может играть роль в разрушении прозрачных диэлектриков⁹⁵. Однако в наших опытах⁵⁹ наблюдалось, что разрушение кристаллического кварца прекращается при понижении температуры до 80°K или меньше, хотя условия для многофотонного поглощения оставались практически такими же, как и при более высоких температурах, когда разрушение наблюдалось. Из сказанного следует, что, несмотря на большое количество исследований, полного понимания причин разрушения прозрачных диэлектриков в лазерном луче пока не существует.

б) Ж и д к о с т и. В жидкостях, наряду с ВРМБ, могут возникать явления вынужденного комбинационного рассеяния, вынужденного рассеяния света крыла линии Рэлея и вынужденного температурного (энтропийного) рассеяния света.

В большинстве случаев пороги возникновения вынужденного рассеяния света крыла линии Рэлея и вынужденного температурного рассеяния света выше, чем порог ВРМБ.

На все явления вынужденного рассеяния существенное влияние оказывает самофокусировка световых лучей, когда она развивается. Чисто условно жидкости делят на самофокусирующие (СМ) и несамофокусирующие (НСМ)⁹⁷.

В СМ жидкостях, состоящих из анизотропных молекул, вследствие самофокусировки вынужденное КР и ВРМБ возникают одновременно.

Когда рассеяние возникает в резонаторе, наблюдается конкуренция между этими процессами, о которой упоминалось в п. 2 этой главы *).

В НСМ жидкостях, как правило, ВРМБ возникает при меньших интенсивностях возбуждающего света, чем все другие виды рассеяния. Поэтому эти жидкости представляются наиболее удобными при изучении ВРМБ, так как в этом случае его характер не искажен другими нелинейными явлениями.

В сфокусированном лазерном луче достаточно высокой интенсивности в жидкостях могут возникать явления кавитации и диэлектрического пробоя. В несфокусированном луче при большой длине сосуда с жидкостью, когда достигается насыщение в интенсивности ВРМБ, возникает интенсивный слышимый звук ⁶⁶. Это явление может указывать на формирование интенсивной ударной звуковой волны при ВРМБ с последующим преобразованием ее энергии в низкие частоты.

в) Г а з ы. В газах в сфокусированном луче гигантского импульса лазера возникает пробой, т. е. развивается сильная ионизация (см., например, ⁹⁸). Пробой происходит при напряженности электрического поля в световом луче $\sim 10^6 - 10^7$ в/см. Образующаяся при пробое плазма сильно поглощает лазерный свет. При этом в газах тем не менее удастся наблюдать несколько компонент последовательного ВРМБ. Это означает, что явление ВРМБ развивается раньше, чем возникает сильно поглощающая плазма, что было показано экспериментально при исследовании развития ВРМБ и плазмы во времени ³³.

В сжатых газах наряду с ВРМБ могут наблюдаться вынужденное комбинационное и вынужденное температурное (энтропийное) рассеяние света.

г) Э ф ф е к т и н в е р с н о г о в ы н у ж д е н н о г о р а с с е я н и я М а н д е л ь ш т а м а — Б р и л л ю э н а. Если вместе с возбуждающим лазерным светом частоты ω_0 в нелинейную среду попадает излучение, представляющее собой сплошной спектр, простирающийся в антистоксову сторону на расстояние $\Omega_{\text{спл}} > \Omega_{\text{МБ}}$, то возможна перекачка энергии вследствие ВРМБ из области этого спектра $\omega = \omega_0 + \Omega_{\text{МБ}}$ в возбуждающий свет частоты ω_0 . В результате этого в сплошном спектре на частоте $\omega = \omega_0 + \Omega_{\text{МБ}}$ будет наблюдаться минимум в интенсивности. Этот эффект, получивший название инверсного ВРМБ, наблюдался в ацетоне ⁹⁹.

IV. ВЫНУЖДЕННОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ (ЭНТРОПИЙНОЕ) РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Явление вынужденного температурного (энтропийного) рассеяния света (ВТР) **) было впервые обнаружено в чистых жидкостях в работе ⁷. Это явление заключается в том, что в результате взаимодействия световой волны интенсивного возбуждающего света и слабых световых волн первоначально теплового рассеяния на флуктуациях энтропии в нелинейной среде возникают температурные «волны» и происходит перекачка энергии из возбуждающего излучения в рассеянную световую волну. В отличие

*) Имеется экспериментальный материал, указывающий на существование конкуренции между ВРМБ и вынужденным рассеянием света крыла линии Рэлея, когда это последнее явление возникает ⁴³. Физическая природа конкуренции между различными нелинейными оптическими явлениями все еще остается непонятой.

**) ВТР, а также вынужденное концентрационное рассеяние в растворах называют иногда вынужденным рассеянием на несмещенной частоте, хотя и в том и в другом случае максимум интенсивности рассеянного света не совпадает с максимумом интенсивности возбуждающего света.

от других видов вынужденного рассеяния света, ВТР может возникать вследствие двух различных механизмов нелинейного взаимодействия световых волн с веществом: 1) электрокалорического эффекта и 2) прямого поглощения света. Вынужденное рассеяние, возникшее вследствие электрокалорического эффекта, мы будем здесь называть ВТР-I, а вынужденное рассеяние вследствие эффекта поглощения света — ВТР-II.

Теория ВТР-I развивалась в работах ^{110, 111}, а стационарная теория ВТР-II — в ¹¹². Явление ВТР-II экспериментально наблюдалось в жидкостях с добавлением поглощающего вещества ¹¹³.

1. Теория ВТР

В общем случае для обоих названных выше механизмов воздействие электромагнитных волн на среду при ВТР проявляется в возникновении источника тепла. Количество тепла Q , выделяемое в среду, пропорционально квадрату напряженности суммарного электрического поля возбуждающей и рассеянной световых волн.

Как и при ВРМБ, полное решение задачи о ВТР может быть получено в результате совместного решения нелинейного уравнения Максвелла и нелинейного материального уравнения — уравнения температуропроводности, которое имеет вид ²³

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} - \chi \Delta T_1 = \frac{\dot{Q}}{\rho c_p}. \quad (89)$$

В случае ВТР-I (электрокалорический эффект ²²)

$$\dot{Q} = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p T_0 \mathbf{E} \dot{\mathbf{E}},$$

а для ВТР-II

$$\dot{Q} = \mathbf{E} \dot{\mathcal{F}} = \frac{1}{2\pi} k_\omega n c \mathbf{E}^2.$$

Введем обозначения: $2k_\omega = \epsilon'' \omega / nc$ — коэффициент поглощения света, \mathcal{F} — поляризация среды, T_0 — абсолютная равновесная температура среды, T_1 — отклонение температуры от ее равновесного значения, c_p — удельная теплоемкость среды при постоянном давлении, χ — температуропроводность среды. Мы здесь, однако, рассмотрим более общую задачу с тем, чтобы учесть также влияние ВТР на ВРМБ. Это можно сделать, решая систему уравнений ¹¹¹

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \nabla^2 \left[\frac{1}{\rho \beta_T} (u + \sigma T_1) + \Gamma \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{Y}{8\pi \rho} \mathbf{E}^2 \right], \\ \frac{\partial T_1}{\partial t} - \chi \nabla^2 T_1 - \frac{\gamma - 1}{\sigma} \frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{1}{4\pi \rho c_p} \left[2k_\omega n c \mathbf{E}^2 - \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p T_0 \mathbf{E} \dot{\mathbf{E}} \right], \\ \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (Y \mathbf{E} u); \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

здесь $u = \rho_1 / \rho$, σ — коэффициент объемного расширения, $\gamma = c_p / c_v = \beta_T / \beta_S$. В последнем уравнении этой системы пренебрегается величиной $T_1 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p$, так как $T_1 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p \ll Y u$. Из системы уравнений (90) для ВТР получится тот же результат, что и при совместном решении уравнения (89) и нелинейного уравнения Максвелла, но для ВРМБ получится результат, несколько отличающийся от того, что было получено в гл. II без учета явления ВТР.

Будем решать стационарную задачу: следовательно, будем предполагать, что длительность импульса возбуждающего света t_0 больше времени жизни фононов τ_ϕ и времени установления «температурной волны» τ_T , т. е. $t_0 \gg 1/2av$ и $t_0 \gg 1/\chi q^2$. Предположим, что поле E состоит из линейно поляризованных возбуждающей и рассеянной световых волн E_0 и E_1 соответственно.

Часто в эксперименте спектральная ширина $\delta\omega_0$ возбуждающего света больше ширины линии теплового рассеяния света на флуктуациях энтропии и давления, что, разумеется, должно быть учтено *). Это можно сделать, представив суммарное поле E , изменение температуры T_1 и относительное изменение плотности u в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\mathbf{r}, \omega_0 - \Omega_1) \exp[i(\omega_0 - \Omega_1)t - i\mathbf{k}_0\mathbf{r}] d\Omega_1 + \\ &+ \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\mathbf{r}, \omega_1 - \Omega_2) \exp[i(\omega_1 - \Omega_2)t - i\mathbf{k}_1\mathbf{r}] d\Omega_2 + \text{к. с.}, \\ T_1 &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} T_1(\mathbf{r}, \Omega - \Omega_3) \exp[i(\Omega - \Omega_3)t - i\mathbf{q}\mathbf{r}] + \text{к. с.}, \\ u &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} u(\mathbf{r}, \Omega - \Omega_3) \exp[i(\Omega - \Omega_3)t - i\mathbf{q}\mathbf{r}] + \text{к. с.} \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

Подставляя (91) в (90) и учитывая, что вследствие большого коэффициента усиления спектральная ширина рассеянного света значительно меньше ширины возбуждающего излучения ($E_1(\omega - \Omega_2) = E_1(\omega_1) \delta(\Omega_2)$, где $\delta(\Omega_2)$ — дельта-функция), найдем

$$|E_1|^2 = |E_1(\xi = 0)|^2 \exp[g(\Omega)\xi], \quad (92)$$

где ξ — координата в направлении \mathbf{k}_1 , а $g(\Omega)$ — стационарный коэффициент усиления, равный¹¹¹

$$g(\Omega) = \frac{|\mathbf{k}_1| q^2 Y}{4\pi n^2 \rho} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{ik_\omega nc + \frac{1}{4} T_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) \rho (\Omega - \Omega_0)}{\rho c_p \beta_S [i(\Omega - \Omega_0) + \chi q^2]} \sigma - \frac{iY}{4}}{\frac{(\Omega - \Omega_0)^2 - \frac{q^2}{\rho \beta_T} - i(\Omega - \Omega_0) q^2 \Gamma - \frac{i(\gamma - 1)(\Omega - \Omega_0) q^2}{\rho \beta_T [i(\Omega - \Omega_0) + \chi q^2]}} \times |E_0(\omega_0 - \Omega_0)|^2 d\Omega_0. \quad (93)$$

В (93) $\Omega = \omega_0 - \omega_1$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$. Полученное общее выражение для коэффициента усиления $g(\Omega)$ справедливо в области частот от $\Omega \sim 0$ до $\Omega \sim \Omega_{\text{МБ}}$ и, следовательно, учитывает и ВРМБ, и ВТР.

Распределение интенсивности по частоте возбуждающего излучения можно с хорошим приближением представить дисперсионным распределением

$$|E_0(\omega_0 - \Omega_0)|^2 = \frac{|E_0^m|^2}{\pi} \frac{\delta\omega_0}{\Omega_0^2 + \delta\omega_0^2}. \quad (94)$$

*) Вследствие условия $t_0 \gg 1/\chi q^2$ спектральное уширение возбуждающего света из-за конечной длительности импульса значительно меньше ширины линии теплового рассеяния на флуктуациях энтропии, но для полной ширины $\delta\omega_0$ возможно $\delta\omega_0 > 1/\chi q^2$.

Не проводя анализа общего громоздкого выражения, получающегося после интегрирования (93) с учетом (94), рассмотрим два предельных наиболее интересных случая: 1) спектр рассеяния вблизи частоты возбуждающей линии, 2) спектр рассеяния вблизи частоты ВРМБ.

а) Положим $q^2/\rho\beta_S = \Omega_{\text{МБ}}^2 \gg \Omega^2$. Тогда в знаменателе (93) можно оставить лишь $-q^2/\rho\beta_S$ (при $\Omega > \chi q^2$), и для коэффициента усиления вблизи частоты возбуждающего света найдем

$$g_T(\Omega) = \frac{|\mathbf{k}_1| \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p}{8\pi n^2 \rho c_p} \left[2k_\omega n c + \frac{1}{2} T_0 \chi q^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p \right] \frac{\Omega}{\Omega^2 - (\chi q^2 + \delta\omega_0)^2} |E_0^m|^2. \quad (95)$$

Для ВТР характерной величиной является

$$h = \left| \frac{T_0 \chi q^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p}{4k_\omega n c} \right|. \quad (96)$$

Из (95) видно, что при $h < 1$ и $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p < 0$ будет усиливаться антистоксова компонента рассеянного света ($g_T > 0$ при $\Omega < 0$), а при $h > 1$ будет усиливаться стоксова компонента рассеянного света ($g_T > 0$ при $\Omega > 0$). Для жидкого бензола, например, условие $h > 1$ означает $2k_\omega < 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Коэффициент усиления ВТР максимален на частоте $\omega_{\text{imax}} = \omega_0 \pm (\chi q^2 + \delta\omega_0)$. Если спектральная ширина возбуждающего излучения $\delta\omega_0$ значительно больше собственной ширины линии теплового рассеяния на флуктуациях энтропии $\delta\Omega_c = \chi q^2$, т. е. $\delta\omega_0 \gg \chi q^2$, то коэффициент усиления ВТР в $\chi q^2/\delta\omega_0$ раз меньше, чем в случае $\delta\omega_0 \ll \chi q^2$.

Из (95) следует, что, в отличие от других видов вынужденного рассеяния, в случае ВТР-II ($h < 1$) коэффициент усиления антистоксовой компоненты тем больше, чем больше коэффициент поглощения света, и усиление рассеянного света будет происходить при выполнении условия $-2k_\omega + g_T > 0$ или

$$\frac{|E_0^m|^2}{8\pi} \gg \left| \frac{2\rho c_p (\chi q^2 + \delta\omega_0)}{\omega_0 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p} \right|. \quad (97)$$

Условие (97) получено для таких больших значений $2k_\omega$, когда электрокалорическим эффектом можно пренебречь.

б) Вблизи частоты компоненты ВРМБ $\Omega^2 \approx \Omega_{\text{МБ}}^2 = q^2/\rho\beta_S \gg (\chi q^2)^2$, пренебрегая в (95) малыми членами, найдем

$$g_{\text{МБ}}(\Omega) = \frac{|\mathbf{k}_1| Y^2}{32\pi n^2} |E_0^m|^2 \left\{ \Omega_{\text{МБ}} \beta_S \frac{\delta\omega_0 + \delta\Omega_{\text{МБ}}}{(\Omega - \Omega_{\text{МБ}})^2 + (\delta\omega_0 + \delta\Omega_{\text{МБ}})^2} + \right. \\ \left. + \frac{\sigma}{Y \rho c_p} \frac{\left[4k_\omega n c + T_0 \chi q^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p \right] (\Omega - \Omega_{\text{МБ}})}{(\Omega - \Omega_{\text{МБ}})^2 + (\delta\omega_0 + \delta\Omega_{\text{МБ}})^2} \right\}; \quad (98)$$

здесь $2\delta\Omega_{\text{МБ}} = \Gamma q^2$ — полуширина теплового рассеяния Мандельштама — Бриллюэна.

В (98) первое слагаемое имеет максимум на частоте $\Omega = \Omega_{\text{МБ}}$, а второе при $h < 1$ имеет максимум на частоте $\Omega = \Omega_{\text{МБ}} \pm (\delta\omega_0 + \delta\Omega_{\text{МБ}})$ и минимум на частоте $\Omega = \Omega_{\text{МБ}} - (\delta\omega_0 + \delta\Omega_{\text{МБ}})$. Следовательно, при $h < 1$ имеется асимметрия в коэффициенте усиления стоксова ВРМБ относительно частоты $\Omega = \Omega_{\text{МБ}}$, причем коэффициент усиления больше со стоксовой стороны и меньше с антистоксовой стороны относительно частоты $\Omega_{\text{МБ}}$.

При $h > 1$ второе слагаемое имеет максимум на частоте $\Omega = \Omega_{\text{МБ}} - (\delta\omega_0 + \delta\Omega_{\text{МБ}})$ и минимум на частоте $\Omega = \Omega_{\text{МБ}} + (\delta\omega_0 + \delta\Omega_{\text{МБ}})$, и общий коэффициент усиления будет больше с антистоксовой стороны и меньше со стоксовой стороны относительно частоты $\Omega = \Omega_{\text{МБ}}$. Для случая $h < 1$ эти закономерности наблюдались экспериментально. Отметим, что такая асимметрия в коэффициенте усиления может приводить к заметному сдвигу максимума компоненты ВРМБ, так что измеренное смещение стоксовой компоненты ВРМБ будет больше при $h < 1$ и меньше при $h > 1$. Для экспериментального наблюдения такого эффекта второе слагаемое в (98) должно быть сравнимым по величине с первым.

2. Результаты экспериментального изучения вынужденного температурного рассеяния света

Как уже упоминалось выше, впервые явление ВТР наблюдалось в жидкостях, в которые специально не добавлялся поглотитель света⁷. В этой работе существование явления ВТР было экспериментально доказано следующим путем. Производилось одновременное фотографирование спектра вынужденного рассеяния света под углом рассеяния 180° (0°) и под углом 90° . В качестве жидкостей для исследования были выбраны вода, метанол и бензол. В воде ВТР не должно наблюдаться, потому что для воды $\gamma = \frac{c_p}{c_v} \approx 1$, $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_p$ мало и центральная компонента практически отсутствует в тепловом рассеянии. Напротив, в бензоле центральная компонента очень интенсивна, $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_p$ велико, и в этой жидкости можно ожидать ВТР. Метанол является промежуточным случаем между водой и бензолом *).

При рассеянии света в воде под углом рассеяния 90° на интерферogramмах центральная компонента отсутствует. В бензоле центральная компонента наблюдалась при рассеянии света под углом 90° , причем интенсивность ее уменьшалась нелинейно при ослаблении интенсивности возбуждающего света. На фотографии были видны несмещенные и смещенные линии тонкой структуры в бензоле. Хотя наблюдение производилось под углом рассеяния $\phi = 90^\circ$, расстояние между компонентами соответствовало углу рассеяния $\phi = 180^\circ$. Это означает, что в условиях этого опыта компоненты Мандельштама — Бриллюэна, соответствующие $\phi = 90^\circ$, не наблюдались. Появление смещенных компонент ($\phi = 180^\circ$) можно, по-видимому, рассматривать как рассеяние компонент ВРМБ, соответствующих $\phi = 180^\circ$, на усиленной «температурной волне».

Можно было опасаться, что возможные неоднородности, возникающие в жидкости в фокусе лазера (например, кавитация), вызывают разбрасывание возбуждающего света и это может маскировать ВТР. Поэтому был выполнен опыт с метанолом, который по своим гидродинамическим характеристикам таков, что бензол занимает промежуточное положение между ним и водой. Тем не менее в метаноле, в соответствии с меньшим значением $\left|\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_p\right|$ и γ , интенсивность центральной компоненты при рассеянии под углом $\phi = 90^\circ$ была меньше, чем у бензола, и исчезала при ослаблении интенсивности лазерного излучения в несколько раз. В бензоле при таком ослаблении центральная компонента продолжала наблюдаться.

*) В работе использовался рубиновый лазер мощностью 90 Вт. Свет в кювету с исследуемой жидкостью фокусировался линзой ($f = 2.5$ см). Были приняты меры против попадания паразитного света в оптическую установку с интерферометром Фабри — Перо, регистрирующую рассеянный свет под углом рассеяния 90° .

Все вышесказанное показывает, что в этих опытах в бензоле наблюдалось явление ВТР. Однако поскольку в этих первых опытах не проводилось детальных исследований спектрального смещения рассеянного излучения, нельзя сказать с полной определенностью, наблюдалось ли тогда явление ВТР-I или ВТР-II, хотя сам факт существования явления ВТР был доказан *).

а) Наблюдение явления ВТР-I в газообразном водороде. Совершенно другой метод был использован для наблюдения ВТР-I в газообразном водороде в области давлений 1,5—6,5 атм^{52, 114}. При этих давлениях $\delta\Omega_c > 1/t_0$, $\delta\Omega_c > \delta\omega_0$ и можно было наблюдать максимум в интенсивности ВТР-I на полуширине теплового рассеяния со стоковой стороны относительно частоты возбуждающего света. В этом опыте средний по объему фактор усиления был равен $J = gL \sim 3$, в то время как для фотографической регистрации эффекта эта величина должна быть на порядок больше. Поэтому для наблюдения ВТР использовался триггерный механизм усиления рассеянного света на моде лазера, возбуждающего ВТР. При подходящем выборе мощности накачки лазера его режим работы за счет обратной связи с рассеивающим объемом становится бигармоническим, причем вторая мода лазера появляется на месте максимума ВТР. В отсутствие рассеивающего объема наблюдалась лишь одна мода излучения лазера шириной $\sim 10^{-2}$ см⁻¹.

На рис. 18 показаны спектры ВТР при различных давлениях водорода. При высоких давлениях форма линии лоренцева и полуширина ее мала. При уменьшении давления форма ее изменяется, полуширина растет, стремясь к доплеровской полуширине $\sim 0,11-0,12$ см⁻¹ для водорода, что иллюстрируется рис. 19. Зависимости положения максимума ВТР-I от давления находится в качественном согласии с расчетом¹¹⁵.

В этих опытах в области давлений от 0 до 6,5 атм часто наряду с линией ВТР-I одновременно наблюдалась компонента ВРМБ, хотя принимались специальные меры для подавления усиления ВРМБ в лазере с помощью соответствующим образом подобранного селектора мод.

б) Изучение явления ВТР-II. Явление ВТР-II, связанное с эффектом поглощения света, наблюдалось^{113, 116} в жидких растворах иода J_2 в CCl_4 и CS_2 и в газовых смесях $CO_2 + NO_2$, $N_2 + J_2$ и $N_2 + NO_2$. Добавление J_2 в жидкости и J_2 и NO_2 в газы увеличивало поглощение света, что приводило к увеличению коэффициента усиления ВТР-II. Максимум интенсивности ВТР наблюдался на полуширине возбуждающего излучения и, как это предсказывает теория, с антистоксовой стороны.

ВТР-II в жидком растворе J_2 в CCl_4 изучалось также в работе¹¹⁷. Коэффициент усиления измерялся в зависимости от длины области нелинейного взаимодействия L и коэффициента поглощения света $2k_\omega$. Интенсивность рассеянного света изменялась по закону $I_1 \sim \exp(g_T L)$

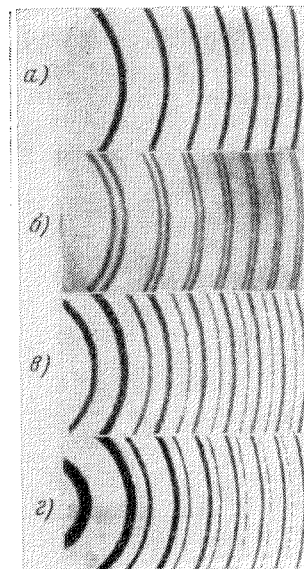


Рис. 18. Спектр ВТР в водороде, при различных давлениях^{52, 114}.

а) R_1 -линия рубинового лазера; б-г) спектры ВТР при давлениях 6,5; 2,5; 1,5 атм соответственно. Область дисперсии интерферометра Фабри-Перо 0,166 см⁻¹.

*) Первоначально предполагалось, что в бензоле наблюдалось явление ВТР-I⁷. Это могло быть при условии $2k_\omega < 5 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹.

и оставалась постоянной, если оставалась постоянной величина $g_T L \sim 2k_0 L$.

Явление ВТР-II наблюдалось также в чистых жидкостях *) при фокусировании в них лазерного излучения цилиндрической линзой и наблюдении в направлении максимального усиления под углом $\vartheta = 90^\circ$ к направлению распространения лазерного излучения^{118, 119}. Линия рассеянного излучения смещена в антистоксову сторону относительно частоты возбуждающего излучения приблизительно на 200 Мгц , что хорошо согласуется со значением половины полуширины возбуждающего излучения $\delta\omega_0 \sim \sim 150 \text{ Мгц}$. Интересно, что когда появлялась линия ВТР-II, наблюдалось также уменьшение смещения компоненты ВРМБ (угол рассеяния $\vartheta = 90^\circ$)

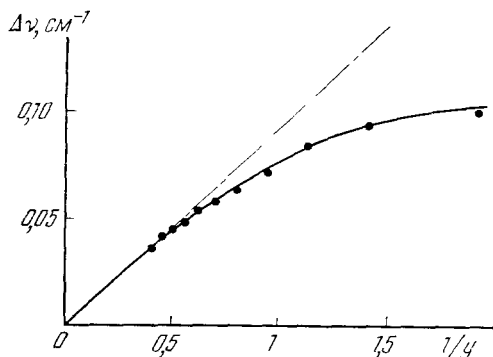


Рис. 19. Зависимость смещения максимума ВТР от $1/y$ ($\sim 1/p$, p — давление) в водороде^{52, 114}.

Штрих-пунктирная линия — расчет по гидродинамической теории.

на 200 Мгц относительно частоты лазерного излучения. Напомним, что уменьшение смещения компонент ВРМБ при большой интенсивности возбуждающего излучения отмечалось давно и неоднократно. Этот факт можно объяснить, во всяком случае для жидкостей, следующим образом. Если интенсивность лазерного излучения настолько велика, что интенсивность ВРМБ достигает величины, сравнимой с интенсивностью возбуждающего излучения, и начинают сказываться процессы насыщения при ВРМБ, возникает интенсивное ВТР-II как на частоте возбуждающего излучения, так и на частоте компоненты ВРМБ.

Это приводит к смещению и той, и другой линии в антистоксову сторону. Таким образом, при большой интенсивности ВРМБ вследствие эффекта ВТР смещение компоненты ВРМБ оказывается меньше приблизительно на величину $\delta\omega_0$. Эффективность этого процесса определяется коэффициентом усиления g_T , в котором интенсивность возбуждающего излучения следует считать интенсивность ВРМБ. Этот коэффициент усиления (см. (95)) должен быть больше той части коэффициента усиления ВРМБ (второй член в формуле (98)), которая приводит к противоположному смещению частоты компоненты ВРМБ. Из (95) и (98) следует, что уменьшения смещения компоненты ВРМБ можно ожидать, если $|E_{MB}^2| > |E_0|^2/2$ или $\mathcal{I}_{MB} > \mathcal{I}_0/2$, где \mathcal{I}_{MB} — интенсивность рассеяния Мандельштама — Бриллюэна. Если $\mathcal{I}_{MB} < \mathcal{I}_0/2$, то, как следует из (98), смещение компоненты ВРМБ должно увеличиться.

в) Изучение влияния ВТР-II на ВРМБ при малых интенсивностях рассеянного света. Из стационарной теории (см. (98)) следует, что при малых интенсивностях рассеянного света в коэффициенте усиления компоненты ВРМБ должна наблюдаться асимметрия относительно частоты Ω_{MB} , так что при $h < 1$ коэффициент усиления будет больше со стоксовой стороны и меньше с антистоксовой стороны относительно частоты Ω_{MB} . Это явление наблюдалось и изучалось в жидком растворе $\text{CS}_2 + \text{CCl}_4$ (66% CS_2 и 34% CCl_4) на установке,

*) В жидкости не добавлялись поглощающие вещества, но они и не подвергались специальной очистке¹¹⁹.

описанной в предыдущей главе (см. рис. 16) ¹²⁰. Сосуд длиной 0,20 см с раствором указанной выше концентрации представлял собой усилитель ВРМБ. В этот раствор добавлялось определенное количество поглощающего вещества. Поэтому $2k_\omega$ изменялось от минимальной величины $2k_\omega \sim 0$ до $2k_\omega = 0,83 \text{ см}^{-1}$. В сосуде, который представлял собой генератор ВРМБ, находился чистый раствор $\text{CS}_2 + \text{CCl}_4$, концентрация которого изменялась, и тем самым изменялась разница частот генератора и усилителя ВРМБ.

Излучение лазера проходило усилитель ВРМБ и фокусировалось в сосуд — генератор ВРМБ. Свет ВРМБ из генератора, ослабленный системой поляризатор — пластинка $\lambda/4$, возвращался в усилитель ВРМБ и, взаимодействуя вместе с возбуждающим излучением с нелинейной средой, усиливался. Коэффициент усиления в усилителе ВРМБ, как следует из (98), будет зависеть от разности частот усилителя и генератора. Для слабых сигналов ($g_{\text{МБ}} |E_0|^2 \ll 1$) соотношение между интенсивностью излучения перед попаданием в усилитель ВРМБ \mathcal{I}_a и интенсивностью излучения, вышедшего из усилителя \mathcal{I}_i , можно записать в следующем виде:

$$\frac{\mathcal{I}_a}{\mathcal{I}_i e^{-2k_\omega L}} \approx 1 + G(f_{\text{МБ}} - f) \mathcal{I}_0 L, \quad (99)$$

где \mathcal{I}_0 — интенсивность возбуждающего излучения, $f = \Omega/2\pi$, G — коэффициент усиления, отнесенный к единице интенсивности возбуждающего света:

$$G(f_{\text{МБ}} - f) = \frac{8\pi}{cn^2} \frac{g_{\text{МБ}}(f_{\text{МБ}} - f)}{|E_0|^2}. \quad (100)$$

Разность частот ($f_{\text{МБ}} - f$) в (98), (99) и (100) определяется разностью частот усилителя и генератора ВРМБ. Сигналы \mathcal{I}_0 , \mathcal{I}_a и \mathcal{I}_i разворачивались во времени, и с помощью соотношения (99) для каждого значения ($f_{\text{МБ}} - f$) определялась величина коэффициента усиления G .

На рис. 20, а представлены измеренные таким образом стационарные коэффициенты усиления в зависимости от разности частот ($f_{\text{МБ}} - f$) для чистого раствора (темные квадраты) и для поглощающего раствора ($2k_\omega = 0,83 \text{ см}^{-1}$, светлые квадраты), а на рис. 20, б представлена зависимость G' — разности коэффициентов усиления для поглощающего раствора и чистого раствора в зависимости от частоты (ромбы) и здесь же приведена теоретическая кривая $G'(f_{\text{МБ}} - f)$, вычисленная из второго члена формулы (98). Согласие между опытом и теорией не вызывает сомнения.

На рис. 21, а приведена зависимость коэффициента усиления G от коэффициента поглощения света для трех частот: $f_{\text{МБ}} - f_1 = -200 \text{ Мгц}$, $f_{\text{МБ}} - f_2 = 0$ и $f_{\text{МБ}} - f_3 = 200 \text{ Мгц}$. Для корректного сравнения экспериментальных данных с теорией необходимо было, чтобы измерения проводились в стационарном режиме. С этой целью были выполнены измерения зависимости мгновенной интенсивности \mathcal{I}_i от мгновенной интенсивности \mathcal{I}_0 и таким образом определена зависимость коэффициента усиления от времени (рис. 21, б). Стационарный коэффициент усиления определялся по прямолинейным участкам кривых (рис. 21, б) зависимости G от времени *).

Из всех приведенных здесь данных следует, что стационарная теория хорошо описывает явление ВТР, когда условия опыта действительно

*) После прямолинейного участка кривых рис. 21, б при достаточно больших временах появляется снова зависимость G от времени. Авторы ¹²⁰ объясняют это нагревом рассеивающей среды лазерным излучением.

отвечают условиям стационарности. Однако остаются почти полностью неизученными нестационарные процессы, возникающие при ВТР.

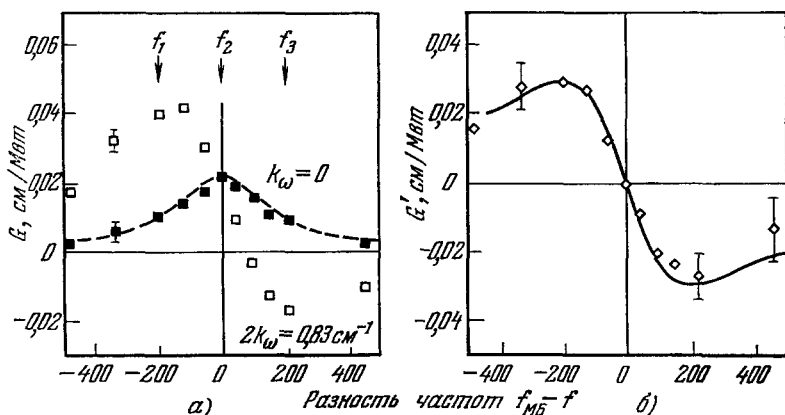


Рис. 20. а) Измеренный коэффициент усиления ВРМБ в зависимости от частоты ($f_{\text{МБ}} - f$) для чистой жидкости ($2k_{\omega} \sim 0$, темные квадраты) и для поглощающей свет жидкости ($2k_{\omega} = 0,83 \text{ см}^{-1}$, светлые квадраты). б) Зависимость от частоты разности коэффициентов усиления, представленных на рисунке а), для поглощающей и непоглощающей свет жидкост. Сплошная кривая — теоретический расчет, \diamond — данные опыта ¹²⁰.

В этом обзоре мы обсуждали только те известные нам исследования, которые касались физического содержания явлений вынужденного

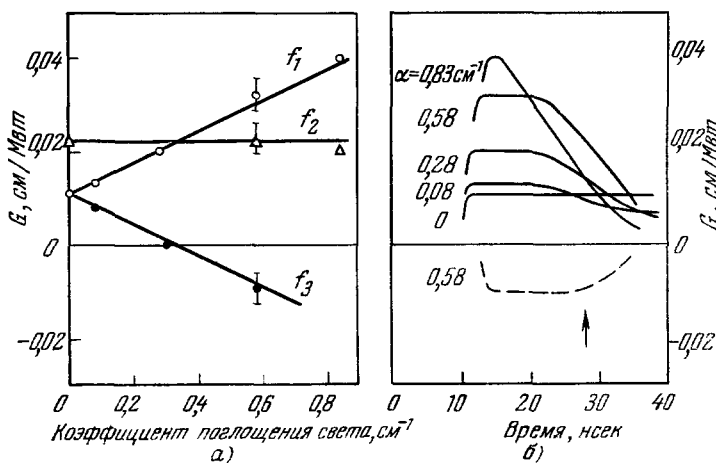


Рис. 21. а) Зависимость коэффициента усиления ВРМБ от коэффициента поглощения света для трех частот: $\circ - (f_{\text{МБ}} - f_1) = -200 \text{ Мгц}$, $\Delta - (f_{\text{МБ}} - f_2) = 0$, $\bullet - (f_{\text{МБ}} - f_3) = 200 \text{ Мгц}$. б) Зависимость коэффициента усиления от времени. Сплошные кривые для $f_{\text{МБ}} - f_1 = -200 \text{ Мгц}$, штриховая кривая — для $f_{\text{МБ}} - f_3 = 200 \text{ Мгц}$. Стрелка указывает максимум гигантского импульса лазера ¹²⁰.

рассеяния Мандельштама — Бриллюэна и вынужденного температурного рассеяния или изучения их в условиях, имеющих существенное физиче-

ское значение. Здесь совершенно не обсуждены чисто технические или практические применения ВРМБ. Разумеется, мы не могли сколько-нибудь полно коснуться явлений, сопутствующих ВРМБ и ВТР, и только обсудили некоторые из них, которые казались нам наиболее существенными.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, М., «Наука», 1965; I. L. Fabelinskii, *Molecular Scattering of Light*, Plenum Press, N.Y., 1968.
2. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, М., Изд. ВИНТИ, 1964.
3. N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, W. A. Benjamin Inc., N.Y., 1965 (см. перевод: Н. Бломберген, *Нелинейная оптика*, М., «Мир», 1966).
4. E. I. Woodbury, W. K. Ng, *Proc. IRE* **50**, 2367 (1962).
5. R. Y. Chiao, C. H. Townes, B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 592 (1964).
6. Д. И. Маш, В. В. Морозов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, *Письма ЖЭТФ* **1**, 41 (1965).
7. Г. И. Зайцев, Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, *Письма ЖЭТФ* **6**, 802 (1967).
8. Г. А. Аскарьян, *ЖЭТФ* **42**, 1568 (1962), Н. Ф. Пилипецкий, А. Р. Рустамов, *Письма ЖЭТФ* **2**, 88 (1965).
9. R. G. Brewer, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 8 (1967); Y. Ueda, K. Shimoda, *Japan. J. Appl. Phys.* **6**, 628 (1967).
10. N. Bloembergen, *Amer. J. Phys.* **35**, 989 (1967) (см. перевод: УФН **97** (2), 307 (1969)).
11. В. С. Старунов, Исследование спектра теплового и вынужденного молекулярного рассеяния света, Кандидатская диссертация (ФИАН, 1965); *Тр. ФИАН* **39**, 151 (1967).
12. I. L. Fabelinskii, V. S. Starunov, *Appl. Optics* **6**, 1793 (1967).
13. Y. R. Shen, N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **137**, A1787 (1965).
14. A. Kastler, *Comp. rend.* **259**, 4233 (1964); **260**, 77 (1965).
15. D. L. Bobroff, *J. Appl. Phys.* **36**, 1760 (1965).
16. H. A. Haus, P. Penfield, *J. Appl. Phys.* **36**, 3735 (1965).
17. A. Yariv, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-1**, 28 (1965).
18. C. F. Quate, C. D. Wilkinson, D. K. Winslow, *Proc. IEEE* **53**, 1604 (1965).
19. N. M. Kroll, *J. Appl. Phys.* **36**, 34 (1965).
20. C. L. Tang, *J. Appl. Phys.* **37**, 2945 (1966).
21. K. Groh, *Zs. Phys.* **201**, 59 (1965).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М., Гостехиздат, 1957.
23. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, М., Гостехиздат, 1953.
24. Чинь Донг А, К теории вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна. Дипломная работа, научный руководитель С. А. Ахманов (МГУ, 1964).
25. J. Ilukor, E. H. Jacobson, *Science* **153**, 1113 (1966).
26. S. L. Shapiro, J. A. Giordmain, K. W. Wecht, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1093 (1967).
27. H. Takuma, D. A. Jennings, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 239 (1964).
28. D. A. Jennings, H. Takuma, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 241 (1964).
29. Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, *ЖЭТФ* **49**, 1435 (1965).
30. A. S. Pine, *Phys. Rev.* **149**, 113 (1966).
31. E. K. Zavoisky, S. D. Fanchenko, *Appl. Opt.* **4**, 1155 (1965).
32. C. R. Giuliano, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 279 (1965).
33. В. В. Коробкин, Д. И. Маш, В. В. Морозов, И. Л. Фабелинский, М. Я. Щелев, *Письма ЖЭТФ* **5**, 372 (1967).
34. R. G. Brewer, K. E. Riechoff, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 334 (1964).
35. E. Garmire, C. H. Townes, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 84 (1964).
36. R. G. Brewer, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 127 (1964).
37. Д. И. Маш, В. В. Морозов, В. С. Старунов, Е. В. Тиганов, И. Л. Фабелинский, *Письма ЖЭТФ* **2**, 246 (1965).

38. Д. И. Маш, В. В. Морозов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 2, 562 (1965).
39. E. E. Hagenlocker, W. G. Rado, Appl. Phys. Lett. 7, 236 (1965).
40. D. H. Rank, T. H. Wiggins, R. Y. Wick, D. P. Eastman, JOSA 56, 174 (1965).
41. P. E. Tannenwald, Physics of Quant. Electronics, Conf. Proc., (Ed. P. L. Kelley, B. Lax and P. E. Tannenwald), 1966.
42. R. G. Brewer, D. C. Shapiro, см. ⁴¹.
43. Г. И. Зайцев, Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 6, 505 (1967).
44. R. V. Wick, D. H. Rank, T. A. Wiggins, Phys. Rev. Lett. 17, 466 (1966).
45. Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, Письма ЖЭТФ 7, 160 (1968).
46. N. Goldblatt, M. Hercher, Phys. Rev. Lett. 20, 310 (1968).
47. В. С. Старунов, ДАН СССР 179, 65 (1968).
48. R. Y. Chiao, P. L. Kelley, E. Garmire, Phys. Rev. Lett. 17, 1158 (1966).
49. T. Ito, H. Takuma, Physics of Quant. Electronics, Conf. Proc. (Ed. P. L. Kelley, B. Lax and P. E. Tannenwald), 1966.
50. D. H. Rank, R. V. Wick, T. A. Wiggins, JOSA 56, 174 (1966).
51. T. A. Wiggins, R. V. Wick, D. H. Rank, Appl. Opt. 5, 1069 (1966).
52. Д. И. Маш, В. В. Морозов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, ЖЭТФ 55, 2053 (1968).
53. J. Naugy, A. Lacom, J. Phys. et Radium 15, 301 (1954).
54. А. А. Чабан, Письма ЖЭТФ 3, 73 (1966).
55. R. G. Brewer, Appl. Phys. Lett. 9, 51 (1966).
56. И. М. Арефьев, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 6, 677 (1967).
57. N. R. Goldblatt, T. A. Litovitz, JASA 41, 1301 (1967).
58. W. M. Madigosky, A. Monkewicz, T. A. Litovitz, JASA 41, 1308 (1967).
59. С. В. Кривохижа, Д. И. Маш, В. В. Морозов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Письма ЖЭТФ 3, 378 (1966).
60. E. E. Hagenlocker, R. W. Minc, W. G. Rado, Phys. Rev. 154, 226 (1967).
61. M. Maier, W. Rother, W. Kaiser, Phys. Lett. 23, 83 (1966).
62. J. Walder, C. L. Tang, Phys. Rev. 155, 318 (1967).
63. J. Walder, C. L. Tang, Phys. Rev. Lett. 19, 623 (1967).
64. Д. И. Маш, В. С. Старунов, Е. В. Тиганов, И. Л. Фабелинский, ЖЭТФ 49, 1764 (1965).
65. R. Y. Chiao, P. A. Fleury, Proc. Conf. on Physics of Quantum Electronics (Ed. by P. L. Kelley, B. Lax and P. E. Tannenwald), 1966.
66. R. G. Brewer, Phys. Rev. 140, A800 (1965).
67. С. М. Рывкин, В. М. Рысаков, И. М. Фишман, Б. И. Шкловский, И. Д. Ярошецкий, ФТТ 9, 2735 (1967).
68. M. Maier, W. Rother, W. Kaiser, Appl. Phys. Lett. 10, 80 (1967).
69. M. Maier, Phys. Rev. 166, 113 (1968).
70. D. Pohl, M. Maier, W. Kaiser, Phys. Rev. Lett. 20, 366 (1968).
71. H. Hsu, W. Kavage, Phys. Lett. 15, 207 (1965).
72. А. Л. Полякова, Письма ЖЭТФ 4, 132 (1966); 7, 76 (1968).
73. R. G. Brewer, Appl. Phys. Lett. 6, 165 (1965).
74. M. Hercher, JOSA 54, 563 (1964).
75. C. R. Giuliano, Appl. Phys. Lett. 5, 137 (1964).
76. D. W. Harper, Brit. J. Appl. Phys. 16, 751 (1965).
77. P. Whiteman, G. W. Wilson, Nature 208, 66 (1965).
78. T. Bergqvist, B. Kleman, P. Wahren, Ark. Fys. 34, 81 (1966).
79. Л. М. Беляев, В. В. Набатов, Ю. В. Писаревский, Ю. В. Шалдин, Кристаллография 10, 768 (1965).
80. J. David, M. Soulié, Compt. Rend. 261, 3567 (1965).
81. P. V. Avizonis, T. Farrington, Appl. Phys. Lett. 7, 205 (1965).
82. Т. П. Беликова, Э. А. Свириденков, Письма ЖЭТФ 1, 37 (1965).
83. Б. М. Ашкинадзе, В. И. Владимиров, В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. М. Салманов, И. Д. Ярошецкий, ЖЭТФ 50, 1187 (1966).
84. Н. В. Волкова, В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. П. Салманов, И. Д. Ярошецкий, ФТТ 8, 2668 (1966).
85. В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. М. Салманов, И. Д. Ярошецкий, ФТТ 8, 3432 (1966).

86. Н. В. Волкова, В. А. Лихачев, В. М. Салманов, И. Д. Ярошецкий, ФТТ 8, 3595 (1966).
87. D. Olness, Appl. Phys. Lett. 8, 283 (1966).
88. J. P. Budin, J. Raffy, Appl. Phys. Lett. 9, 291 (1966).
89. R. A. Miller, N. F. Borrelli, Appl. Opt. 6, 164 (1966).
90. А. И. Ригус, А. А. Маненков, Письма ЖЭТФ 6, 927 (1967).
91. Г. М. Зверев, А. Д. Мартынов, Письма ЖЭТФ 6, 931 (1967).
92. A. Wasserman, Appl. Phys. Lett. 10, 132 (1967).
93. В. И. Владимиров, В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. М. Салманов, И. Д. Ярошецкий, ФТТ 9, 539 (1967).
94. E. J. Gresco, J. A. Martinelly, J. Amer. Ceram. Soc. 50, 270 (1967).
95. B. S. Sharma, K. E. Rieckhoff, Canad. J. Phys. 45, 3781 (1967).
96. R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. 13, 479 (1964).
97. N. Bloembergen, P. Lallémand, A. Pine, IEEE J. Quant. Electr. QE-2, 246 (1966).
98. Ю. П. Райзер, УФН 87 (1), 29 (1965).
99. S. Dumartin, B. Oksengorn, B. Yodar, Compt. rend. 262, 1680 (1966).
100. P. Asam, P. Deuflhard, W. Kaiser, Phys. Lett. 27A, 78 (1968).
101. R. N. Keeler, G. H. Bloom, A. C. Mitchell, Phys. Rev. Lett. 17, 852 (1966).
102. F. De Martini, Appl. Phys. Lett. 9, 31 (1966).
103. И. А. Яковлев, Т. С. Величкина, К. Н. Баранский, ЖЭТФ 32, 49 (1957).
104. И. А. Яковлев, Т. С. Величкина, УФН 63, 411 (1957).
105. Б. С. Губерман, В. В. Морозов, Оптика и спектроскопия 22, 673 (1967).
106. G. Winterling, G. Walda, W. Heinicke, Phys. Lett. 26A, 301 (1968).
107. W. Heinicke, G. Winterling, Appl. Phys. Lett. 11, 231 (1967).
108. D. Pohl, M. Maier, W. Kaiser, Phys. Rev. Lett. 20, 366 (1968).
109. T. Ito, H. Takuma, J. Phys. Soc. Japan 24, 965 (1968).
110. V. S. Starunov, Phys. Lett. 26A, 428 (1968).
111. В. С. Старунов, ЖЭТФ 67 (9) (1969).
112. R. M. Herman, M. A. Gray, Phys. Rev. Lett. 19, 824 (1967).
113. D. H. Rank, C. W. Cho, N. D. Foltz, T. A. Wiggins, Phys. Rev. Lett. 19, 828 (1967).
114. I. L. Fabelinskii, D. I. Mash, V. V. Morosov, V. S. Starunov, Phys. Lett. 27A, 253 (1968).
115. S. Yip, M. Nelkin, Phys. Rev. 135A, 1241 (1964).
116. T. A. Wiggins, C. W. Cho, D. R. Dietz, N. D. Foltz, Phys. Rev. Lett. 20, 831 (1968).
117. F. Gires, Sur quelques effets d'interaction non lineaire entre la lumière et la matière, Theses (Orsay, 1968).
118. J. L. Emmett, A. L. Schawlow, Phys. Rev. 170, 358 (1968).
119. Дж. Л. Эмме, А. Л. Шавлов, Доклад на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, 1968.
120. D. Pohl, I. Reinhold, W. Kaiser, Phys. Rev. Lett. 20, 1141 (1968).
121. Ю. Е. Дьяков, Письма ЖЭТФ 9 (8) (1969).