

06

Фазовые эффекты при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна

© Р.Дж. Касумова¹, Н.В. Керимли¹, Г.А. Сафарова²

¹ Бакинский государственный университет, Физический факультет,
Азербайджан,

² Бакинский государственный университет, Институт физических проблем,
370148 Баку, Азербайджан

e-mail: renajkasumova@gmail.com

Поступила в редакцию 16.01.2022 г.

В окончательной редакции 02.09.2022 г.

Принята к публикации 14.10.2022 г.

Пространственное поведение интенсивности стоксовой волны рассеяния в среде при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) исследовано в приближении заданной интенсивности. В результате нелинейного взаимодействия волн изменяется период пространственных биений. Рассмотрены интенсивность стоксовой компоненты рассеяния как функция фазовой расстройки, интенсивностей волны накачки и акустической волны. На эффективность процесса рассеяния обратной стоксовой волны влияет полная длина нелинейной среды. Согласно полученным в работе аналитическим выражениям, выбор оптимальных параметров задачи позволяет реализовать режим эффективной генерации стоксовой компоненты рассеяния при ВРМБ. Проведено сравнение процесса генерации и усиления стоксовой компоненты рассеяния с экспериментом. Варьируя интенсивность накачки, можно контролировать и управлять интенсивностью выходного излучения стоксовой компоненты.

Ключевые слова: ВРМБ, обратная стоксова волна рассеяния, приближение заданной интенсивности.

DOI: 10.21883/OS.2023.01.54536.3165-22

Введение

Спектроскопический анализ неупругого рассеяния света позволяет получить информацию о процессах, происходящих в рассеивающей среде, о фотоупругих и акустических свойствах веществ. Определяя частотный сдвиг, интенсивность компоненты рассеяния, можно обнаружить и судить, какие процессы происходят в твердых телах, жидкостях и газах. Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) успешно применяется для компрессии импульсов [1], усиления и обращения волнового фронта оптических сигналов, диагностики плазмы [2]. ВРМБ характеризуется более низким порогом, чем вынужденное комбинационное рассеяние, что делает его привлекательным для приложений. Одним из перспективных направлений исследований с ВРМБ является исследование характеристик нефтяных скважин [3,4]. В настоящее время ВРМБ-усилители активно используются в системах связи в качестве оптического фильтра благодаря узкой полосе усиления стоксовой компоненты ~ 17 МГц (для сравнения аналогичная величина при вынужденном комбинационном рассеянии ~ 5 ТГц) [5,6].

Недавняя работа [7] является обзорной работой по ВРМБ, в которой дан анализ существующих экспериментальных исследований и приложений этого явления. В [8] процесс ВРМБ теоретически исследуется в частном случае, когда изменение амплитуды акустической волны с пространственной координатой происходит

гораздо медленнее по сравнению с самой величиной акустической волны. В работе [9] изучены пороговые условия при ВРМБ в плазме. Исследование обратного бриллюэновского рассеяния в плотной лазерной плазме при пикосекундной длительности импульса накачки проведено в [10], а в [11] дан анализ ВРМБ в плазме под действием ультракоротких лазерных импульсов накачки. В [12] детально рассмотрено ВРМБ при нарушении фазового синхронизма, вызванного фазовой модуляцией взаимодействующих волн. Построена теория ВРМБ, учитывающая изменение показателя преломления среды из-за нагрева, которая хорошо согласуется с экспериментом. Предложен следующий механизм данной модуляции: часть световой волны, распространяющейся в среде, поглощается, что приводит к нагреву и к изменению показателя преломления рассеивающей среды.

Анализ ВРМБ проводится, главным образом, в приближении неистощенной накачки, т.е. в приближении заданного поля (ПЗП) или численным счетом укороченных уравнений [13–15]. Однако уже в первых экспериментах по ВРМБ наблюдалось значительное истощение накачки [8,16]. Кроме того, при аналитическом решении связанных волновых уравнений представляется возможным понимание качественной картины нелинейного взаимодействия волн. Анализ нелинейных процессов показывает, что фазовые соотношения между взаимодействующими волнами играют существенную роль [4,8,13,17–20], что не учитывается в ПЗП. Мы предлагаем использовать следующий аналитический метод исследований -

приближение заданной интенсивности (ПЗИ), которое учитывает истощение волны накачки и изменения фаз взаимодействующих волн [21,22]. В данном приближении нами уже было рассмотрено комбинационное рассеяние стоксовой и антистоксовой компонент [23,24], параметрическое взаимодействие при высокочастотной накачке [25].

В настоящей работе в процессе ВРМБ в ПЗИ проанализировано поведение интенсивности стоксовой компоненты рассеяния в нелинейной среде в зависимости от длины нелинейной среды и интенсивности накачки, а также проведено сравнение аналитически полученного значения коэффициента усиления стоксовой компоненты с существующими экспериментально измеренными значениями.

Теория

ВРМБ — нелинейный процесс третьего порядка, возникающий в результате брэгговской дифракции лазерного излучения на решетке нелинейного показателя преломления среды, что объясняет параметрическую природу взаимодействия, когда модуляция показателя преломления вызвана акустической волной. При этом рассеянная волна имеет ту же поляризацию, что и лазерная волна.

Таким образом, в теории связанных волн вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна рассматривается как параметрическое взаимодействие в нелинейной среде двух световых волн (лазерной волны накачки и рассеянной стоксовой компоненты) и акустической волны, возникающей при возбуждении данной среды [8]. При условии фазового синхронизма для ВРМБ, согласно получаемому в этом случае дисперсионному соотношению, возникающий частотный сдвиг стоксовой компоненты в отличие от комбинационного рассеяния зависит от угла между падающим и рассеянным пучками. Так, в направлении волнового вектора накачки неупругое рассеяние практически отсутствует, а в обратном направлении (при 180° -взаимодействии) наблюдается максимальный мандельштам-бриллюэновский частотный сдвиг, что значимо для приложений. При такой геометрии распространения рассеянной волны взаимодействие реализуется между встречными пучками. А это означает, что интерференция волны накачки со встречной стоксовой компонентой рассеяния может привести к более существенному нелинейному взаимодействию волн благодаря полному перекрытию встречных пучков волн по сравнению с одинаково направленными пучками. Эффективность данного нелинейного процесса зависит от фазового соотношения между взаимодействующими волнами. Отметим, что при обратной геометрии рассеяния стоксова компонента выводит из области нелинейного взаимодействия часть энергии волны накачки, что приводит к увеличению порога процесса рассеяния.

Рассмотрение проводим, полагая, что на входе в среду присутствует лазерная волна на частоте ω_p (волна накачки). Предварительно среда возбуждена, и, как следствие, в ней распространяется акустическая волна на частоте ω_a . Это может быть, например, гиперзвуковая волна, имеющая тепловую природу. Лазерная волна, распространяясь в такой среде, дифрагирует на акустической решетке, в результате чего появляется обратная стоксова компонента рассеяния Мандельштам–Бриллюэна на частоте $\omega_s = \omega_p - \omega_a$.

Аналитический анализ ВРМБ будем проводить с использованием системы укороченных уравнений, решение которой ищем в квазистационарном приближении. Рассмотрение проводим в случае нормального падения волны накачки слева на нелинейную среду с кубичной поляризацией $\chi^{(3)}$ вдоль положительного направления z оси. Для описания этих процессов в квазистационарном случае при произвольной фазовой расстройке система волновых уравнений имеет вид [8]:

$$\begin{aligned} \frac{dA_p}{dz} + \delta_p A_p &= i\gamma_p A_s A_{ak} e^{-i\Delta z}, \\ \frac{dA_s}{dz} + \delta_s A_s &= -i\gamma_s A_p A_{ak}^* e^{i\Delta z}, \\ \frac{dA_{ak}}{dz} + \delta_{ac} A_{ac} &= i\gamma_{ac} A_p A_s^* e^{i\Delta z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $A_{p,s,ac}$ — комплексные амплитуды волны накачки, стоксовой и акустической волн на частотах $\omega_{p,s,ac}$ соответственно, $\gamma_{p,s,ac}$ — коэффициенты нелинейной связи при ВРМБ:

$$\begin{aligned} \gamma_p &= \frac{\omega_p^2}{2k_p c^2} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) (\hat{e}_1 + \hat{e}_2), \\ \gamma_s &= \frac{\omega_s^2}{2k_s c^2} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) (\hat{e}_1 + \hat{e}_2), \\ \gamma_{ac} &= \frac{k}{4\pi v^2} \rho_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) (\hat{e}_1 + \hat{e}_2), \end{aligned}$$

$\delta_{p,s}$ и $\delta = \Gamma_B/v$ — соответствующие линейные потери, Γ_B — полуширина линии Мандельштама–Бриллюэна в спонтанном рассеянии, v — скорость акустической волны, образовавшейся вследствие электрострикции в диэлектрике, $\rho_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)$ — коэффициент электрострикции, ρ_0 — плотность нелинейной среды, $\Delta = k_p + k_s - k_{ac}$ обозначает фазовую расстройку волновых векторов волны накачки k_p , стоксовой k_s и акустической k_{ac} волн, кубичная восприимчивость нелинейной среды определяется выражением

$$\chi_B^{(3)} = \frac{k_{ac} \rho_0}{(\Delta - i\Delta_{ac})} \left[\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) (\hat{e}_1 + \hat{e}_2) 4\pi v \right]^2.$$

В общем случае кубичная восприимчивость содержит резонансную и нерезонансную части. Из приведенного выражения видно, что при фазовом синхронизме за

ВРМБ отвечает резонансная часть $\chi_B^{(3)}$, которая чисто мнимая и положительная.

Задачу решаем в общем случае при следующих граничных условиях:

$$A_p(z=0) = A_{po}, \quad A_s(z=l) = A_{sl}, \quad A_{ac}(z=0) = A_{aco}. \quad (2)$$

Как известно, потери акустической волны в рассеивающей среде могут превышать потери стоксовой волны. Согласно эксперименту, в жидкостях потери акустической волны $\delta_{ac} \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ при скорости звуковой волны $v \sim 10^5 \text{ см/с}$ [8,26,27], а в кварцевом световоде $\delta_{ac} \geq 50 \text{ см}^{-1}$ при скорости звука $v \sim 5.96 \text{ км/с}$ [14,26,27]. Поэтому, решая систему (1) в ПЗИ, т.е. $I_p(z=0) = I_{po}$, $I_{ac}(z=0) = I_{aco}$ с учетом (2), пренебрегаем потерями стоксовой волны.

В случае, когда нарушается фазовый синхронизм при ВРМБ, что подробно исследовано в [12], для комплексной амплитуды стоксовой компоненты получаем ($\delta_{s,p,ac} = 0$)

$$A_s(z) = e^{-i\Delta z} \left[\frac{i\gamma_s A_{po} A_{aco}^* \frac{\sin \lambda l}{\lambda} + A_{sl} e^{-i\Delta \frac{l}{2}}}{\cos \lambda l \frac{i\Delta \sin \lambda l}{2}} \times \left(\cos \lambda l - \frac{i\Delta \sin \lambda z}{2} \right) - i\gamma_s A_{po} A_{aco}^* \frac{\sin \lambda z}{\lambda} \right], \quad (3)$$

где

$$\lambda = \sqrt{\Gamma_p^2 - \Gamma_{ac}^2 + \frac{\Delta^2}{4}}, \quad I_j = A_j A_j^*, \\ \Gamma_p^2 = \gamma_s \gamma_{ac} I_{po}, \quad \Gamma_{ac}^2 = \gamma_s \gamma_p I_{aco}.$$

Если подкоренное выражение для λ отрицательно, то в (3) переходим к гиперболическим синусам и косинусам. В случае заданного поля накачки ($\delta_p = 0$, $\gamma_p = 0$) получаем результат ПЗП.

В процессе распространения волн в нелинейной среде в результате нелинейного взаимодействия происходит энергообмен между встречными волновыми пакетами двух типов волн: прямых волн (волны накачки и акустической волны) и обратной рассеянной стоксовой волны. В результате чего имеет место перекачка энергии волны накачки и акустической волны в энергию стоксовой волны. Как следствие, стоксова волна усиливается в отрицательном направлении оси z , в то время как волна накачки ослабевает по мере распространения в положительном направлении оси z .

В условиях фазового синхронизма, $\Delta = 0$, из (3) для интенсивности стоксовой волны получаем:

$$I_s(z) = \left[I_{sl} \frac{\cos^2 \lambda' z}{\cos^2 \lambda' l} + \frac{b^2}{\lambda'^2} (\cos \lambda' z \operatorname{tg} \lambda' l - \sin \lambda' z)^2 \right], \quad (4)$$

где $b = \gamma_s A_{po} A_{aco}^*$, $\lambda' = \sqrt{\Gamma_p^2 - \Gamma_{ac}^2}$.

В общем случае (с учетом затухания всех взаимодействующих волн и фазовой расстройки) из системы (1)

на выходе слева из нелинейной среды для значения комплексной амплитуды стоксовой компоненты получаем

$$A_s^{\text{output}}(z) = A_s(z=0) = \frac{i\gamma_s A_{po} A_{aco}^* \sin \lambda^* l / \lambda^* + A_{sl} \exp \left[\frac{(\delta_p + \delta_{ac} - \delta_s - i\Delta) l}{2} \right]}{\cos \lambda^* l + (\delta_p + \delta_{ac} + \delta_s - i\Delta) \sin \lambda^* l / \lambda^*}, \quad (5)$$

где $\lambda^* = \sqrt{\Gamma_p^2 - \Gamma_{ac}^2 - \frac{(\delta_p + \delta_{ac} + \delta_s - i\Delta)^2}{4}}$.

Из (3) и (5) видно, что на эффективность процесса рассеяния стоксовой компоненты влияет полная длина нелинейной среды.

Как известно, при наличии потерь в среде происходит уменьшение амплитуды распространяющихся волн в направлении переноса энергии (для обратной волны ослабление происходит в направлении, противоположном прямым волнам). Однако при учете нелинейности среды возможна компенсация потерь, что видно из экспоненциальной зависимости в (5). И в этом случае волна будет распространяться с постоянной амплитудой и возможно даже усиление обратной волны. Таким образом, в отличие от взаимодействия попутных волн в исследуемом случае встречного взаимодействия потери обратной стоксовой волны можно компенсировать. Данный способ уменьшения потерь используется в метаматериалах, где затухание волн является одной из значительных проблем, существующих для метаматериалов [28,29]. В рассматриваемом случае ВРМБ-процесса вопрос компенсации потерь обратной волны актуален для сред, в которых потери акустических волн существенно не превышают потери волны накачки и стоксовой компоненты рассеяния, т.е. при малых акустических потерях.

Коэффициент усиления сигнальной волны на длине z будем определять, как $\eta_{\text{ampl}} = \frac{I_s(z)}{I_{sl}}$, а эффективность частотного преобразования стоксовой волны в среде длины z , как $\eta_s = \frac{I_s(z)}{I_{po}}$. В случае отсутствия акустической волны на входе в среду слева, т.е. при $A_{aco} = 0$ из (4) для коэффициента усиления сигнальной волны на длине z получаем

$$\eta_{\text{ampl}}(z) = \frac{\cos^2 \lambda' z}{\cos^2 \lambda' l}. \quad (6)$$

Проанализируем эффективность преобразования $\eta_s = \frac{I_s(z)}{I_{po}}$ энергии двух прямых волн в энергию стоксовой волны. Из (4) следует, что существует оптимальное значение интенсивности основного излучения, при которой эффективность преобразования максимальна. В отсутствие стоксовой волны на входе в среду, т.е. при $A_{sl} = 0$ на выходе среды ($z = 0$), выражение для эффективности с учетом затухания всех взаимодействующих волн, согласно (5), принимает вид

($\Delta = 0$)

$$\eta_s(z=0) = \frac{\gamma_s}{\gamma_p} \times \frac{\Gamma_{ac}^2}{(\cos \lambda'' l + (\delta_p + \delta_{ac} + \delta_s) \frac{\sin \lambda'' l}{\lambda''})^2} \left(\frac{\sin \lambda'' l}{\lambda''} \right)^2, \quad (7)$$

где

$$\lambda'' = \sqrt{\Gamma_p^2 - \Gamma_{ac}^2 - \frac{(\delta_p + \delta_{ac} + \delta_s)^2}{4}}.$$

Обсуждение результатов

Согласно выражениям (3)–(6), графически проанализируем расчетные зависимости, полученные в ПЗИ. При этом потери акустических волн δ_{ac} будем варьировать в широком диапазоне значений, начиная от малых значений, близких потерям волны накачки и выше ($\delta_{ac} \sim 25 \text{ cm}^{-1}$ [14,28]) до больших ($\sim 100 \text{ cm}^{-1}$ [14,30,31]), имеющих практический интерес. Это позволит представить, как нелинейный процесс зависит от уровня потерь δ_{ac} . Интенсивность накачки будем рассматривать в интервале значений от 10^{10} до 10^{12} W/cm^2 .

Ниже на рис. 1 даны зависимости коэффициента усиления стоксовой компоненты $\eta_{\text{ampl}} = (I_s(z))/I_{sl}$ от длины нелинейной среды при условии фазового синхронизма, но при разных интенсивностях волны накачки I_{po} и акустической волны I_{aco} для параметров эксперимента [5–6,8,14,16,26,27,32]. На кривых 2–5 наблюдаются пространственные биения световой волны. Максимумы биений достигаются на когерентной длине нелинейной среды. Рост интенсивности накачки на порядок приводит к увеличению интенсивности стоксовой компоненты приблизительно в 1.3 раза (сравнить кривые 4 и 5). При одинаковых интенсивностях накачки на поведение кривых влияет начальное значение интенсивности акустической волны. С ростом I_{aco} коэффициент усиления увеличивается, растет влияние акустической волны на процесс усиления стоксовой компоненты (сравнить кривые 2–4). Здесь также дан результат ПЗП (штриховая кривая 1), когда Γ_{ac} и δ_p принимаются равными нулю. Как и ожидалось, коэффициент усиления, рассчитанный без истощения накачки, имеет более высокие значения по сравнению с результатом в ПЗИ, который учитывает обратное влияние стоксовой компоненты на волну накачки (сравнить кривые 1 и 2). Кроме того, наблюдается увеличение периода пространственных биений интенсивности стоксовой компоненты в ПЗП ($\eta_s \sim I_s(z)$), что происходит за счет исключения в ПЗП из подкоренного выражения для λ' параметра Γ_p , отвечающего за обратное влияние возбуждаемой стоксовой компоненты рассеяния на волну накачки (сравнить кривые 1 и 2).

На рис. 2 показано, как в ПЗИ по сравнению с ПЗП можно наблюдать изменение картины взаимодействия. С увеличением интенсивности накачки (кривые 1

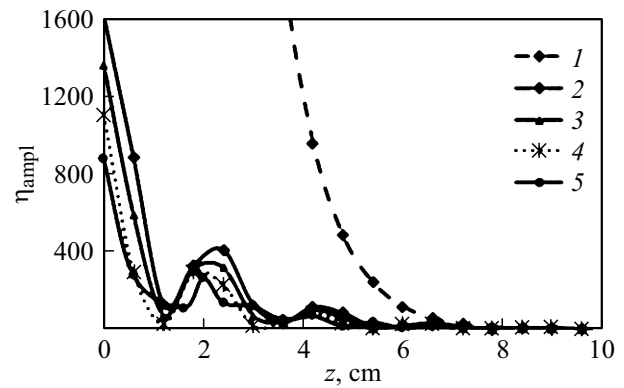


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления стоксовой компоненты $\eta_{\text{ampl}} = (I_s(z))/I_{sl}$ от длины нелинейной среды z при $\Delta = 0$, $\delta_s = \delta_p = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $\delta_{ak} = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ для $I_{po} = 2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ (5) и $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (2–4) и $I_{ako} = 0$ (4 и 5), 2000 W/cm^2 (3), 4000 W/cm^2 (2). Кривые 2–5 рассчитаны в ПЗИ, а штриховая кривая 1 в ПЗП.

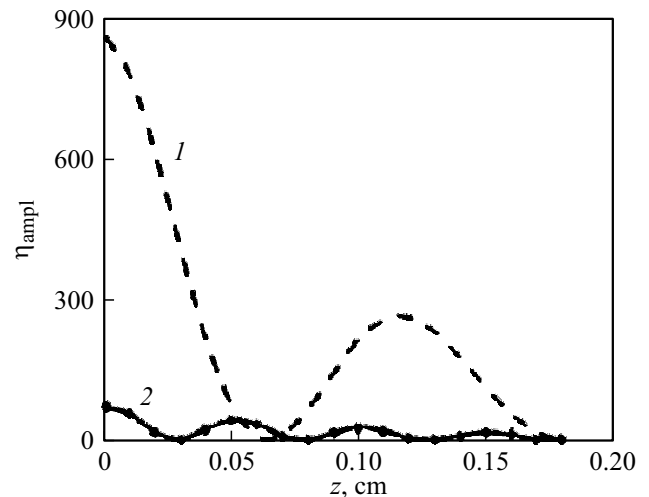


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления стоксовой компоненты $\eta_{\text{ampl}} = I_s(z)/I_{sl}$ от длины нелинейной среды z при $\Delta = 0$, $\delta_p = 0$, $\delta_{ac} = 10 \text{ cm}^{-1}$, $I_{aco} = 50 \text{ W/cm}^2$ для $I_{po} = 9 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ (1) и $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (2).

и 2) растет частота осцилляций, что следует из подкоренного выражения для λ' . Данный параметр (Γ_p) также влияет на амплитуду осцилляций, что отличает результат в ПЗИ от ПЗП. В ПЗП с увеличением интенсивности накачки однозначно растет коэффициент усиления. В ПЗИ же существует оптимальное значение интенсивности накачки. При данных параметрах задачи оптимальное значение I_{po} находится вблизи значения $I_{po} = 9 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, что объясняет подобное расположение кривых 1 и 2.

На рис. 3 и 4 рассмотрена эффективность преобразования при малых и больших значениях потерь акустической волны. Анализ показал, что эффективность преобразования η_s увеличивается с ростом интенсивности акустической волны I_{aco} (рис. 3 и 4, кривые 1

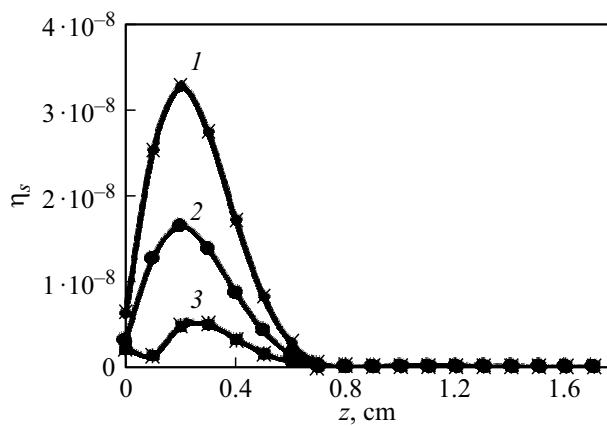


Рис. 3. Зависимость эффективности преобразования стоксовой компоненты $\eta_s = \frac{I_s(z)}{I_{po}}$ от длины нелинейной среды z при $\Delta = 0$, $\delta_p = 0.5 \text{ cm}^{-1}$, $I_{po} = 5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ для $\delta_{ac} = 5 \text{ cm}^{-1}$ (1, 2), 7 cm^{-1} (3) и $I_{aco} = 4000 \text{ W/cm}^2$ (1, 3), 2000 W/cm^2 (2).

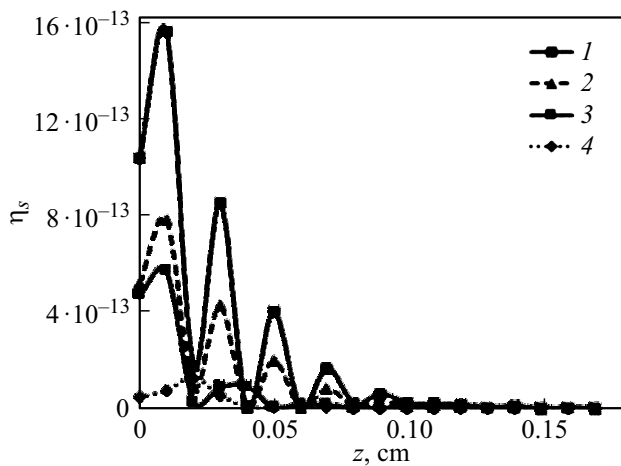


Рис. 4. Зависимость эффективности преобразования стоксовой компоненты $\eta_s = \frac{I_s(z)}{I_{po}}$ от длины нелинейной среды z при $\Delta = 0$, $I_{po} = 9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $\delta_p = 0.5 \text{ cm}^{-1}$, $\delta_{ac} = 80 \text{ cm}^{-1}$ (4), 60 cm^{-1} (3), 40 cm^{-1} (1, 2) и $I_{aco} = 100 \text{ W/cm}^2$ (2–4) и 200 W/cm^2 (1).

и 2) и уменьшением потерь как для акустической волны (рис. 3, кривые 1 и 3; рис. 4, кривые 2–4), так и для волны накачки. При больших интенсивностях акустической волны на входе в среду гораздо эффективнее происходит перекачка энергии в стоксову волну из обеих прямых волн. Эффективность преобразования в случае малых потерь акустической волны $\delta_{ac} \sim (5-7) \text{ cm}^{-1}$ принимает значения $\eta_s \sim 10^{-8}$, а при более высоких потерях $\delta_{ac} \sim (40-80) \text{ cm}^{-1}$ эффективность стоксовой компоненты на несколько порядков меньше и равна $\eta_s \sim 10^{-12}$. Как показал дальнейший анализ, увеличение затухания акустической волны от $\delta_{ac} = 7 \text{ cm}^{-1}$ (кривая 3, рис. 3) до 40 cm^{-1} приводит к нелинейному уменьшению эффективности преобразования в пять раз

при следующих параметрах задачи: $I_{aco} = 4000 \text{ W/cm}^2$, $\delta_p = 0.5 \text{ cm}^{-1}$, $I_{po} = 5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$.

Проведем численный счет и сравнение полученных результатов по коэффициенту усиления при ВРМБ с экспериментальными и теоретическими результатами, приведенными в [5–6,14,16,26–27,32]. В кварце ($v_{ac} = 5.97 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, $\gamma_e = 0.902$, $\rho_0 = 2.21 \text{ g/cm}^3$) коэффициент усиления $\eta_{\text{ampl}}(z = 0)$, рассчитанный в ПЗИ и ПЗП, соответственно равен $1.5 \cdot 10^3$ и $97 \cdot 10^4$. Большое значение коэффициента усиления в ПЗП объясняется пренебрежением истощения накачки в этом приближении. Соответствующий экспериментальный результат в этом случае равен (при $g_B = 4.5 \text{ cm/kW}$ [26–27] и $5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ [5–6,32]). Отсюда можно оценить эффективность преобразования энергии волны накачки в стоксову компоненту, в ПЗИ она составляет $3 \cdot 10^{-6}$, а в ПЗП $-2 \cdot 10^{-4}$. При больших интенсивностях накачки в ПЗИ растет вклад параметра $\Gamma_p (\sim \sqrt{I_{po}}$, который учитывает обратное влияние возбуждаемой волны на волну накачки, и растет различие результатов в обоих приближениях.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что с использованием выражения (4) при условии фазового синхронизма можно изучить нелинейный процесс рассеяния на любом интересующем этапе взаимодействия и получить оптимальное значение интенсивности накачки при требуемых параметрах задачи (потери акустической волны и волны накачки, входная интенсивность стоксовой и акустической волн) на любом этапе рассеяния для любого значения z . Варьируя значения потерь и интенсивностей взаимодействующих волн, возможно управлять темпом процесса ВРМБ, подбирая значения потерь и интенсивностей взаимодействующих волн. При этом эффективность процесса рассеяния стоксовой компоненты зависит также от полной длины нелинейной среды.

Заключение

Таким образом, проведенный анализ показывает, что можно исследовать процесс рассеяния Манделъштама–Бриллюэна на любом интересующем этапе взаимодействия и рассчитать оптимальное значение интенсивности накачки при требуемых параметрах задачи (потери акустической волны и волны накачки, входной интенсивности стоксовой и акустической волны) для любого значения пространственной координаты z . Скоростью нелинейного процесса ВРМБ можно управлять, подбирая значения потерь и интенсивностей взаимодействующих волн. Показано, что на эффективность процесса рассеяния обратной стоксовой волны влияет полная длина нелинейной среды.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Strickland, G. Mourou. *Opt. Commun.*, **55**, 447 (1985). DOI: 10.1016 /0030-4018(85)90151-8
- [2] Yue Wu, J. Sawyer, Zhili Zhang, M.N. Shneider, A.A. Viggiano. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 114108 (2012). DOI: 10.1063/1.3695064
- [3] Nageswara Lalam, Wai Pang Ng, Xuewu Dai, Qiang Wu, Yong Qing Fu. *Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS)*, 333 (2016). DOI: 10.5220/0005842803330340
- [4] В.Ю. Гольшев, Е.А. Жуков, И.Э. Самарцев, Д.Г. Слепов. *ЖТФ*, **74** (7), 66 (2004).
- [5] Yibo Zhong, Haoyu Wang, Changjian Ke, Zi Liang, Deming Liu. *Optics Express*, **29** (19), 30307 (2021). DOI: 10.1364/OE.434008
- [6] Z. Guo, C. Ke, C. Xing, Y. Zhong, G. Yin, D. Liu. *IEEE Photonics J.*, **9** (6), 6102711 (2017). DOI: 10.1109/JPHOT.2017.2767679
- [7] Z. Bai, H. Yuan, Z. Liu, P. Xu, Q. Gao, R. J. Williams, O. Kitzler, R.P. Mildren, Y. Wang, Z. Lu. *Optical Materials*, **75**, 626 (2018). DOI: 10.1016/j.optmat.2017.10.035
- [8] Y.R. Shen. *The principles of nonlinear optics* (A Wiley Inter sciences Publication, NY., 2002), 576 p.
- [9] S.A. Dvinin, D.K. Solikhov, Sh.S. Nurulhakov. *Moscow University Physics Bulletin*, **72** (4), 345 (2017).
- [10] А.А. Андреев, А.Н. Сутягин. *Квант. электрон.*, **24**, 155 (1997).
- [11] G. Lehmann, K.H. Spatschek. *Phys. Plasmas*, **22**, 043105 (2015). DOI: org/10.1063/1.5079810
- [12] В.В. Кузьмин. *Труды Физического института АН СССР*, **207**, 3–39 (1991).
- [13] N. Blombergen. *Nonlinear Optics* (W.A. Benjamin, Inc. New York-Amsterdam, 1965), 424 p.
- [14] R.H. Pantel, H.E. Puhoff. *Fundamentals of Quantum Electronics* (John Wiley and Sons. Inc. New York, 1969), 384 p.
- [15] V.I. Bespalov, E.L. Bubis, S.N. Krlagina, V.G. Manishin, A.Z. Matveev, G.A. Pasmanik, P.S. Razenshtein, A.A. Shilov. *Sov. J. Quantum. Electron.*, **12** (12), 1544 (1982). DOI: 10.1070/QE1982v012n12ABEH006278
- [16] M. Maier. *Phys. Rev.*, **166**, 113 (1968). DOI: 10.1103/PhysRev.166.113
- [17] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, NY., 2007).
- [18] W.M. Tolles, J.W. Nibler, J.R. McDonald, A.B. Harvey. *Appl. Spectrosc.*, **31** (4), 253 (1977).
- [19] D.A. Akimov, S.O. Konorov, M.V. Alfimov, A.A. Ivanov, V.I. Beloglazov, N.B. Skibina, A.B. Fedotov, D.A. Sidorov-Biryukov, A.N. Petrov, A.M. Zheltikov. *Quantum Electron.*, **34** (5), 473 (2004). DOI: 10.1070/QE2004v034n05ABEH00 2706
- [20] N. Vermeulen, C. Debaes, H. Thienpont. *IEEE J. Quantum Electronics*, **44** (12), 1248 (2009). DOI: 10.1117/2.1200903.1541
- [21] Z.A. Tagiev, A.S. Chirkin. *Sov. Phys. JETP*, **46** (4), 669 1977. DOI: 10.1007/BF00938649
- [22] Z.H. Tagiev, R.J. Kasumova, R.A. Salmanova, N.V. Kerimova. *J. Opt. B: Quantum Semiclas. Opt.*, **3**, 84 (2001).
- [23] R.J. Kasumova. *Applied Optics*, **40** (30), 5517 (2001). DOI: 10.1364/AO.40.005517
- [24] R.J. Kasumova. *J. Appl. Spectrosc.*, **68** (5), 577 (2001). DOI: 10.1023/A:1013277413420
- [25] R.J. Kasumova, Z.H. Tagiyev, Sh.Sh. Amirov, Sh.A. Shamilova, G.A. Safarova. *J. Russian Laser Research*, **38** (4), 211 (2017). DOI: 1071-2836/17/3804-00211
- [26] R. Boyd. *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2008), 640 p.
- [27] Д.В. Сизмин. *Нелинейная оптика* (СарФТИ, Саров, 2015), 147 с.
- [28] R.J. Kasumova. *Superlattices and Microstructures*, **121**, 86 (2018). DOI: 10.1016/j.spmi.2018.07.013
- [29] R.J. Kasumova, N.V. Kerimli, A.R. Ahmadova, G.A. Safarova. *Вестн. Бакинского университета*, **1**, 47 (2020).
- [30] П.В. Мальнева, А.С. Трушин. *Письма в ЖТФ*, **41** (8), 35 (2015).
- [31] V.A. Burov, V.B. Voloshinov, K.V. Dmitriev, N.V. Polikarpova. *J. Physics Uspekhi*, **54** (11), 1165 (2011). DOI: 10.3367/UFNe.0181.201111i.1205
- [32] В.Г. Воронин, О.Е. Наний. *Основы нелинейной волоконной оптики* (Университетская книга, М., 2011), 126 с.