

Изменение спектральных характеристик вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна при изменении геометрии возбуждения

М. Карпов, А. Кудрявцева, Т. Миронова¹⁾, А. Саларидзе, Н. Чернега, С. Уманская

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 мая 2026 г.

После переработки 11 июня 2026 г.

Принята к публикации 17 июня 2026 г.

В данной работе представлены результаты экспериментальных измерений спектральных характеристик вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в воде. Показано, что, изменяя положение фокусной перетяжки относительно поверхности активной среды, можно избирательно изменять частотный сдвиг и ширину спектральной линии первой стоксовой компоненты вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, а также эффективность рассеяния. Этот эффект открывает возможность управления спектральными характеристиками рассеяния путем изменения геометрии возбуждения активной среды.

DOI: 10.7868/S3034576626070133

Несмотря на многолетние исследования, вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) продолжает привлекать внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Это связано с открытием новых ВРМБ-активных сред, таких как суспензии нано- и субмикронных частиц [1–3], а также с постоянно расширяющимися возможностями практического применения этого процесса. Среди наиболее активно развивающихся применений, наряду с классическими задачами, связанными с созданием эффективных схем обращения волнового фронта [4], стоит отметить области, связанные с использованием ВРМБ в качестве основы для создания высокочувствительных датчиков давления и температуры, оптических фильтров, систем генерации оптических гребенок и схем оптической обработки изображений. Еще одной очень важной областью применения ВРМБ является обнаружение с помощью бриллюэновского лидара подводных объектов и дистанционное зондирование воды для определения ее температуры, солености и акустических характеристик [5–7]. Принцип действия такого лидара основан на регистрации неупругого рассеяния, возникающего из-за флуктуаций плотности или акустических фононов в среде, т.е. ВРМБ. Измеряя спектральный сдвиг рассеянного излучения в водной среде, а также ширину и форму спектральной линии, можно получить информацию о скорости звука, температуре и солености данной среды. Для всех практически важных приложений

основными измеряемыми параметрами являются спектральный сдвиг стоксовой компоненты и ее спектральная ширина. Следует отметить, что эти спектральные параметры определяются взаимным пространственным положением волновых векторов волны накачки и рассеянной стоксовой волны. В свою очередь, ориентация этих волновых векторов зависит от пространственного распределения поля накачки в активной среде. Это обстоятельство открывает возможность управления спектральными параметрами ВРМБ путем изменения геометрии возбуждения. В [8] продемонстрирована возможность управления спектральным сдвигом и шириной стоксовой компоненты ВРМБ путем изменения числовой апертуры используемой фокусирующей оптики. Следует отметить, что изменение геометрических условий возбуждения может существенно повлиять на параметры ВРМБ [9]. Для различных видов вынужденного рассеяния наблюдалось значительное увеличение эффективности, когда возбуждающий лазерный луч фокусировался через открытую поверхность жидкости в ее слой, расположенный вблизи поверхности [10–14]. Увеличение интенсивности в такой геометрии возбуждения было зарегистрировано для вынужденного комбинационного рассеяния в воде и ацетоне [10, 11], и для ВРМБ в ацетоне [12]. В [13] были исследованы энергетические параметры ВРМБ, когда каустика сфокусированного лазерного луча перемещалась из объема воды через ее поверхность в воздух. Было обнаружено значительное снижение порога генерации стоксовой и антистоксовой компонент ВРМБ. Авто-

¹⁾e-mail: mironovavt@lebedev.ru

ры предположили, что поверхность воды действует как зеркало внешнего резонатора, а в качестве второго зеркала действует распределенная обратная связь на решетке обращения волнового фронта. Та же группа авторов наблюдала и обсуждала процессы ВРМБ и оптического пробоя, происходящие во время одиночного импульса накачки, когда луч фокусируется на поверхности [14].

Задача, поставленная в данной работе, заключалась в изучении не только энергетических характеристик, но, главным образом, спектральных характеристик стоксового сигнала ВРМБ в зависимости от геометрических параметров накачки, в частности, в зависимости от положения перетяжки гауссова пучка накачки относительно поверхности жидкости, в которой формируется сигнал ВРМБ.

Схема установки, используемой для изучения характеристик ВРМБ в жидкости, показана на рис. 1. Использовалось излучение второй гармоники (532 нм) одномодового Nd:YAG лазера, длительность импульса составляла 6 нс, энергия – 50 мДж, а частота повторения импульсов – 10 Гц.

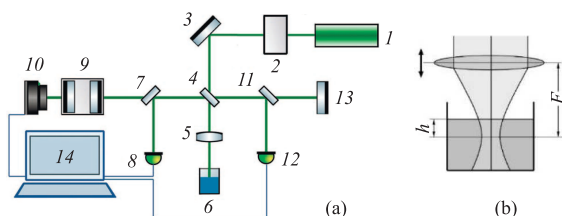


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схема экспериментальной установки. 1 – лазер; 2 – attenuator; 3, 13 – зеркала; 4, 7, 11 – светоделители; 5 – линза; 6 – кювета; 8, 12 – фотодетекторы; 9 – интерферометр Фабри–Перо; 10 – камера; 14 – компьютер. (б) – Схема системы фокусировки лазерного луча в активную среду, h – расстояние от поверхности активной среды до фокальной плоскости

Лазерное излучение, пройдя через attenuator (2) из двух скрещенных поляризаторов, фокусировалось линзой (5) (фокусное расстояние = 10 см) в кювету (6), содержащую воду. Диаметр пучка на поверхности линзы составлял 5 мм, а в фокальной плоскости – 20 мкм. Часть лазерного излучения отводилась светоделителем (4) на зеркало (13), которое направляло излучение в интерферометр Фабри–Перо (9), который также принимал излучение от первой стоксовой компоненты ВРМБ, исходящей из кюветы. Детекторы (8) и (12) использовались для измерения энергии лазерного и рассеянного излучения. Линза была установлена на каретке с микрометрической настройкой, позволяющей изменять глуби-

ну погружения фокальной плоскости h в воду от 0 до 1 см (рис. 1б). Полученная на интерферометре Фабри–Перо система колец фиксировалась цифровой камерой, и на основе полученных изображений рассчитывались сдвиг частоты и спектральная ширина рассеянного излучения.

Спектральный сдвиг Ω_S относительно накачки и полуширина стоксовой компоненты ВРМБ были определены как функции расстояния от фокальной плоскости до поверхности активной среды. Полученная зависимость сдвига Ω_S показана на рис. 2. График четко показывает уменьшение частоты Ω_S на глубинах погружения менее 1.5–2 мм. На больших глубинах Ω_S становится постоянным, близким к теоретическому значению для воды $\Omega_S = 7500$ МГц (при длине волны лазера 532 нм).

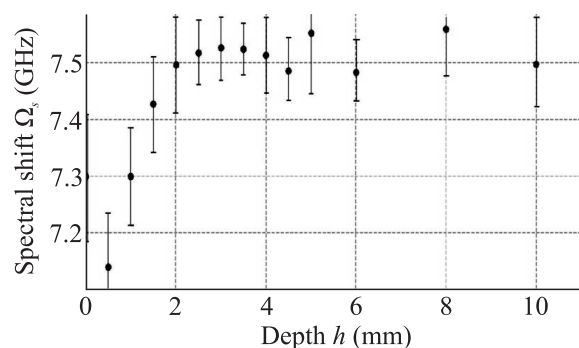


Рис. 2. Зависимость сдвига частоты ВРМБ от глубины погружения фокальной плоскости

На рисунке 3 показан график зависимости полуширины линии ВРМБ от глубины погружения фокальной плоскости излучения накачки в воду. Когда фокальная перетяжка расположена близко к поверхности воды, ширина спектра излучения ВРМБ максимальна; по мере увеличения глубины погружения примерно до двух миллиметров она уменьшается, а при дальнейшем увеличении глубины остается постоянной.

Эти экспериментально наблюдаемые зависимости спектрального сдвига и ширины линии ВРМБ от положения фокальной плоскости относительно границы раздела воздух–жидкость обусловлены неколлинеарностью пучка накачки. Величина спектрального сдвига определяется выражением

$$\Omega_S = 2\nu(v/c) \sin(\theta/2), \quad (1)$$

где ν – частота накачки, v – скорость звука, c – скорость света, а θ – угол между волновыми векторами накачки и рассеяния. Известно, что процесс ВРМБ имеет пороговый характер. При использова-

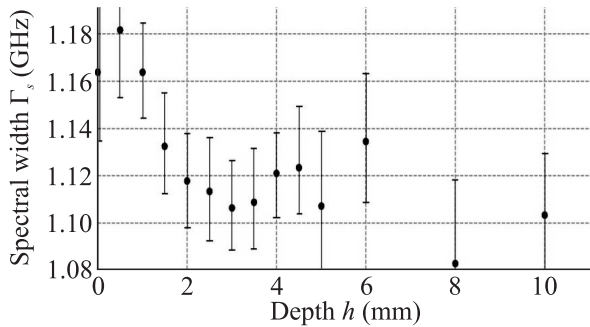


Рис. 3. Зависимость спектральной ширины линии ВРМБ (FWHM) от глубины погружения фокальной плоскости.

нии сфокусированного пучка накачки для возбуждения ВРМБ максимальная интенсивность лазерного излучения находится в области перетяжки пучка. С увеличением расстояния от фокальной плоскости площадь поперечного сечения лазерного пучка изменяется в соответствии с выражением

$$w(z) = w_0(1 + (z/z_R)^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где w_0 – размер лазерного пятна в фокусе, а $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ – размер зоны Рэлея.

Длина усиления составляет порядка длины каустики пучка или вдвое больше длины Рэлея. Пороговая интенсивность для возбуждения ВРМБ может быть достигнута вне зоны Рэлея. Когда фокальная плоскость расположена вблизи поверхности, рассеяние в области расходимости пучка вносит довольно существенный вклад в общий сигнал ВРМБ (рис. 4а). В этом случае лазерное излучение распространяет-

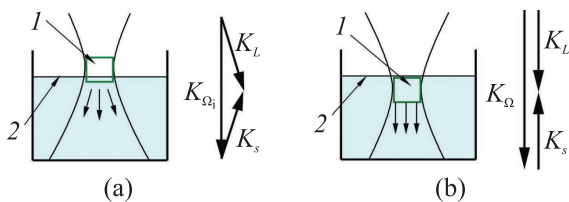


Рис. 4. (Цветной онлайн) Схематическое представление геометрии возбуждения. 1 – перетяжка пучка; 2 – поверхность жидкости; (а) – перетяжка пучка накачки находится на поверхности жидкости; (б) – фокальная плоскость находится на глубине, приблизительно равной размеру зоны Рэлея. Для этих двух случаев также показаны волновые векторы взаимодействующих волн (лазерных, акустических и рассеянных)

ся в пределах телесного угла, определяемого расстоянием от фокальной плоскости до области, где достигается порог возбуждения. Оно взаимодействует с акустическими волнами, распространяющимися под

разными углами. Зарегистрированный сигнал представляет собой суперпозицию нескольких спектральных линий с различными бриллюэновскими сдвигами и ширинами. Когда фокальная плоскость расположена на глубине, приблизительно равной размеру зоны Рэлея, вклад коллинеарных компонент в результирующий сигнал увеличивается. Когда перетяжка пучка полностью погружена в жидкость, основной вклад в сигнал ВРМБ вносит область с максимальной плотностью мощности излучения, т.е. сама область перетяжки пучка. В этом случае взаимодействующие волны: волна накачки (K_L) и акустическая волна (K_Ω) преимущественно коллинеарны, и в результате рассеянная волна (K_S) направлена вдоль той же линии (рис. 4б). Такая геометрия не только увеличивает регистрируемый спектральный сдвиг и уменьшает ширину линии, но и повышает эффективность преобразования волны накачки в волну ВРМБ (рис. 5). Это связано с тем, что основное преобразование происходит в области перетяжки пучка, где интенсивность накачки максимальна.

Незначительное уменьшение спектрального сдвига ВРМБ с увеличением глубины фокальной плоскости от 3 до 4 мм, а также небольшое уширение линии ВРМБ на той же глубине, также можно объяснить предложенной логикой. Спектральный сдвиг максимален, когда задняя граница перетяжки пучка расположена точно на границе раздела воздух-жидкость. В этом случае вклад параллельных компонент накачки в возбуждение ВРМБ максимален (рис. 4б). По мере дальнейшего увеличения глубины погружения фокальной плоскости вклад в возбуждение ВРМБ дают не только расходящиеся волны накачки вблизи передней границы перетяжки пучка, но и сходящиеся волны вблизи ее задней границы. Это приводит к незначительному уменьшению результирующего спектрального сдвига и небольшому уширению спектральной линии.

Таким образом, исследование демонстрирует, что, изменяя положение фокальной плоскости относительно поверхности ВРМБ-активной жидкости, можно направленно изменять угол расхождения взаимодействующих волновых векторов накачки, рассеянного ВРМБ и акустических волн, что приводит к изменению спектрального сдвига и ширины линии ВРМБ. Это представляет собой новый метод точной настройки спектральных характеристик ВРМБ для практических применений, таких как спектроскопия ВРМБ, микроскопия ВРМБ и генерация спектральных гребенок (см. [14]) с модуляцией в гигагерцовом диапазоне частот.

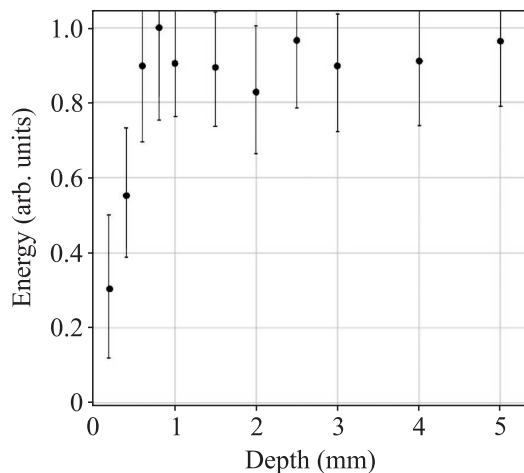


Рис. 5. Зависимость энергии импульсов ВРМБ от положения фокальной плоскости в активной среде

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. F. Bunkin, M. A. Davydov, V. G. Mikhalevich, S. M. Pershin, V. N. Streltsov, and A. N. Fedorov, "Stimulated Brillouin Scattering in an Aqueous Suspension of Dielectric Nanoparticles", *Phys. Wave Phen.* **27**, 157 (2019).
2. H. Xue, C. Huang, H. Shi, J. Fu, T. Zhang, and J. Sun, "Intramodal stimulated Brillouin scattering in suspended AlN waveguides", *Nanophotonics* **14**(27), 5095 (2025).
3. K. Ye, A. Keloth, Y. E. Marin, M. Cherchi, T. Aalto, and D. Marpaung, "Stimulated Brillouin scattering in a non-suspended ultra-low-loss thick-SOI platform", *APL Photonics* **10**(2), 026108 (2025).
4. S. Park, S. Cha, J. Oh, H. Lee, H. Ahn, K. S. Churn, and H. J. Kong, "Coherent beam combination using self-phase locked stimulated Brillouin scattering phase

conjugate mirrors with a rotating wedge for high power laser generation", *Opt. Express* **24**(8), 8641 (2016).

5. Y. Wang, Y. Xu, P. Chen, and K. Liang, "Remote Sensing of Seawater Temperature and Salinity Profiles by the Brillouin Lidar Based on a Fizeau Interferometer and Multichannel Photomultiplier Tube", *Sensors* **23**, 446. (2023).
6. Q. Liu, D. Liu, X. Zhu, Y. Zhou, C. Le, Z. Mao, J. Bai, D. Bi, P. Chen, W. Chen, and C. Liu, "Optimum wavelength of spaceborne oceanic lidar in penetration depth", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **256**, 107310 (2020).
7. D. Yuan, J. Xu, Z. Liu, S. Hao, J. Shi, N. Luo, S. Li, J. Liu, S. Wan, and X. He, "High resolution stimulated Brillouin scattering lidar using Galilean focusing system for detecting submerged objects", *Opt. Commun.* **427**, 27 (2018).
8. R. Shaashoua and A. Bilenca, "Aperture-induced spectral effects in stimulated Brillouin scattering microscopy", *Appl. Phys. Lett.* **122**, 143702 (2023).
9. T. R. Moore, G. L. Fischer, and R. W. Boyd, "Measurement of the power distribution during stimulated brillouin scattering with focused gaussian beams", *J. Mod. Opt.* **45**(4), 735 (1998).
10. N. Tcherniega, A. Sokolovskaia, A. D. Kudryavtseva, R. Barille, and G. Rivoire, "Backward stimulated Raman scattering in water", *Opt. Commun.* **181**, 197 (2000).
11. A. V. Skrabatun, A. A. Matrokhin, A. D. Kudryavtseva, A. N. Maresev, T. V. Mironova, S. F. Umanskaya, N. V. Tcherniega, and M. A. Shevchenko, "Stimulated Raman Scattering of Light in Liquids in the Ultrasonic Wave Field", *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **50**(6), 224 (2023).
12. A. D. Kudryavtseva, A. I. Sokolovskaya, N. V. Tcherniega, and L. I. Tikhonov, "Stimulated scatterings of light in thin layers of active materials neighbour to the surface", *Proc. SPIE* **3733**, 43 (1999).
13. S. M. Pershin, A. F. Bunkin, M. A. Davydov, A. N. Fedorov, and M. Y. Grishin, "New stimulated Brillouin laser with an induced cavity", *JETP Lett.* **112**(7), 399 (2020).
14. S. M. Pershin, A. F. Bunkin, M. A. Davydov, A. N. Fedorov, M. Y. Grishin, and P. A. Sdvizhenskii, "Stimulated Brillouin Scattering and Optical Breakdown in Water in a Single Laser Pulse When Focusing the Pump Beam on the Surface", *JETP Lett.* **122**(10), 623 (2025).