

О свойствах тёмного солитона при ВРМБ в сфокусированных пучках

И.М.Бельдюгин, А.И.Ерохин, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов

Методом четырёхволнового зондирования области перетяжки лазерного пучка, сфокусированного в объём короткой активной среды ($L \ll \tau_s$, где L – длина активной среды, τ_s – длительность импульса накачки, c – скорость света), исследована динамика поведения тёмного солитона, возникающего при скачке фазы входного стоксова сигнала примерно на π при ВРМБ. Компьютерное моделирование процесса показало, что при генерации из спонтанных шумов с инкрементом усиления Γ , превышающим порог самоотражения в 2–3 раза, тёмный солитон распространяется по области взаимодействия за время $t \approx T_2 \Gamma_{th}/2$, где T_2 – время жизни акустических фононов, а $\Gamma_{th} = 25–30$ – стационарный пороговый инкремент усиления.

Ключевые слова: ВРМБ, тёмный солитон, четырёхволновое смешение.

1. Введение

В многочисленных экспериментальных работах, посвящённых исследованию ВРМБ и применению эффекта ОВФ, широкое распространение получила схема с острой фокусировкой излучения накачки в объём активной среды [1, 2] (обратим внимание на то, что данной схемой исследователи пользовались задолго до открытия эффекта ОВФ [3]). При этом даже в режиме сильного насыщения возможно появление сильных флуктуаций выходного стоксова сигнала по амплитуде [4, 5], которые связаны с быстрыми изменениями примерно на π фазы шумового стоксова поля в моменты его «замирания» (см., напр., [6]).

Как будет показано в настоящей работе, в результате последовательного стирания и записи решетки акустических колебаний могут формироваться одиночные волны амплитудно-фазовой модуляции. По аналогии с известными рамановскими солитонами [7, 8] их можно назвать бриллюэновскими. Интересующихся рамановскими солитонами отсылаем к работе [8], в которой содержится обширный список и более ранних публикаций. Характерное проявление бриллюэновских солитонов – сильная амплитудная модуляция выходного стоксова сигнала, которая наблюдается как уменьшение интенсивности с последующим резким всплеском и выходом на стационарный режим. В качестве примера на рис. 1 приведена осциллограмма выходного стоксова сигнала, полученная нами при ВРМБ из спонтанных шумов в четырёххлористом титане при фокусировке одномодового одночастотного импульса накачки на длине волны $\lambda = 1.055$ мкм в объём активной среды. Следует отметить, что появление или отсутствие подобной модуляции имеет статистический

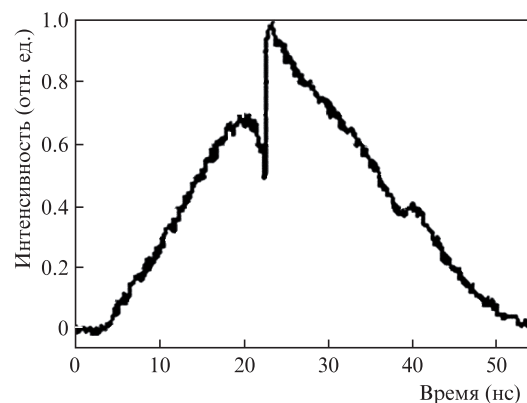


Рис. 1. Осциллограмма стоксова импульса с характерным скачком интенсивности.

характер. Именно это обстоятельство может существенным образом повлиять на стабильность временных параметров ОВФ-зеркал и ВРМБ-сумматоров [9]. Целью настоящей работы являются экспериментальное исследование формирования солитоноподобной структуры при ВРМБ, т.е. при встречном распространении взаимодействующих волн, определение скорости её движения, а также теоретическое описание полученных результатов. Для определения временных характеристик данного процесса была разработана экспериментальная методика, основанная на применении зондирующего излучения, построена математическая модель эксперимента, проведены эксперименты и сравнение их результатов с результатами расчёта по компьютерной модели.

2. Исследование солитонного режима работы ВРМБ-усилителя слабых сигналов

Основная идея использования зондирующего импульса основана на результатах работы [10], в которой теоретически и экспериментально был исследован механизм нестационарного четырёхволнового смешения на бриллюэновской нелинейности для получения при ОВФ сла-

А.И.Ерохин, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: aeroxhin@sci.lebedev.ru, efimkov@sci.lebedev.ru, zubarev@sci.lebedev.ru, smekaelov@mailfrom.ru

Поступила в редакцию 16 июля 2012 г., после доработки – 24 сентября 2012 г.

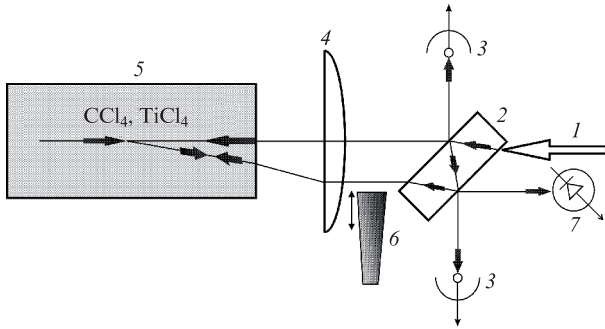


Рис.2. Блок-схема эксперимента (обозначения см. в тексте).

бых сигналов. На рис.2 представлена упрощенная схема стенда, созданного для проведения соответствующих экспериментов. Излучение 1 одномодового одночастотного неодимового лазера на фосфатном стекле с пассивной модуляцией добротности и диаметром пучка ~ 3 мм через плоскопараллельную пластинку 2 фокусировалось линзой 4 с фокусным расстоянием 20 см в центр кюветы 5 с активным веществом, в качестве которого использовался четырёххлористый углерод или четырёххлористый титан. Это излучение и являлось накачкой для получения ВРМБ из спонтанных шумов. В подобных условиях реализуется режим ОВФ и отражённый из кюветы стоксов сигнал имеет волновой фронт с фазой, сопряжённой с фазой фронта накачки, т. е. распространяется точно назад. Кроме того, излучение накачки, дважды отражённое от внутренних поверхностей пластинки, формировало слабый зондирующий пучок, строго параллельный пучку накачки. Затем зондирующий пучок также фокусировался в центр кюветы, где и происходило его пересечение с пучком накачки.

В результате, помимо отражённого точно назад излучения накачки, появляется стоксов сигнал, распространяющийся навстречу зондирующему пучку. Помещая стеклянный клин 6 в отведённый пучок, мы могли менять точку пересечения пучков, не выходя из области каустики. Фотоприёмники 3 и 7 служили для регистрации временных зависимостей мощностей волны накачки, отражённого стоксова импульса и отражённого стоксова импульса зондирующего излучения. При этом временные формы лазерного импульса и сигнала ВРМБ регистрировались фотоприёмниками ФК-19 3, а временная форма сигнала, возникшего в результате четырёхволнового взаимодействия и имеющего гораздо меньшую интенсивность, регистрировалась pin-диодом Hamamatsu S5973 7. Сигналы с фотоприёмников подавались на многоканальный скоростной осциллограф Tektronix TDS 3032. Временное разрешение системы регистрации составляло ~ 1 нс.

Было также осуществлено компьютерное моделирование эксперимента. Следует отметить один важный момент в постановке подобных экспериментов – синхронизацию двух каналов регистрации: основного стоксова импульса и стоксова импульса зондирующего излучения. В нашем случае использовался простой приём: в схеме на рис.2 вместо кюветы с активным веществом в фокальной плоскости фокусирующей линзы устанавливалось плоское зеркало, расположенное перпендикулярно биссектрисе угла схождения основного и опорного пучков. Отражённые от зеркала пучки являлись реперными для настройки системы регистрации.

2.1. Основные результаты эксперимента

Как указывалось выше, импульс излучения накачки был одномодовым и одночастотным. Длительность импульса по полувысоте варьировалась от 40 до 100 нс путём изменения длины резонатора задающего генератора и применения пассивных затворов с разной оптической плотностью на основе кристаллов LiF с F-центрами окраски. На рис.3 представлена характерная осциллограмма импульса накачки. Отметим, что форма импульса накачки хорошо аппроксимируется гауссовой функцией, которая и была использована при компьютерном моделировании. Поперечный размер пучка составлял ~ 3 мм при угле расходимости $\theta \sim 4 \times 10^{-4}$ рад. Энергия импульса накачки варьировалась с помощью светофильтров и превышала порог появления ВРМБ в два-три раза. Длина кюветы с активным веществом была равна 40 см. Характерное время жизни акустических фононов $T_2 = 0.6$ нс для CCl₄ и 1.5 нс для TiCl₄.

На рис.4 представлены осциллограммы импульсов выходного стоксова сигнала и сигнала, пришедшего из канала зондирования. Еще раз отметим, что выборка результатов проводилась по ~ 1000 импульсов накачки. Хорошо видно, что минимумы выбросов стоксова сигнала на выходе отстают от соответствующих минимумов в канале зондирования. Усреднение данных эксперимента по выборке из ~ 50 импульсов для каждого активного вещества дало, в среднем, время запаздывания 3.5 ± 1 нс для CCl₄ и 8.5 ± 1 нс для TiCl₄. Зная время запаздывания, можно оценить скорость распространения минимумов стоксова сигнала, что и будет сделано ниже. Отметим также полное временное подобие (с точностью до соотношения времён жизни акустических фононов) приведённых на рис.4 осциллограмм. Сдвигая с помощью стеклянного клина 6 (см. рис.2) зондируемую область примерно на 3 мм в направлении входного окна кюветы, мы заметно уменьшали время запаздывания. Это, очевидно, связано с тем, для гауссова пучка половина инкремента усиления приходится на область его каустики. Перемещение зоны четырёхволнового взаимодействия в противоположном направлении ослабляло эффективность четырёхволнового смешения настолько, что не удавалось надёжно выделить сигнал на фотодиоде 7 из шумов.

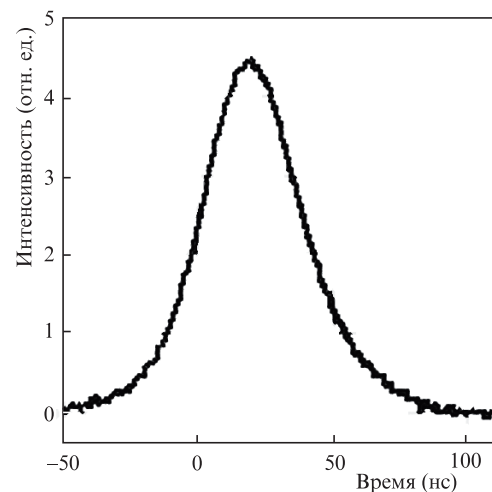


Рис.3. Осциллограмма импульса накачки.

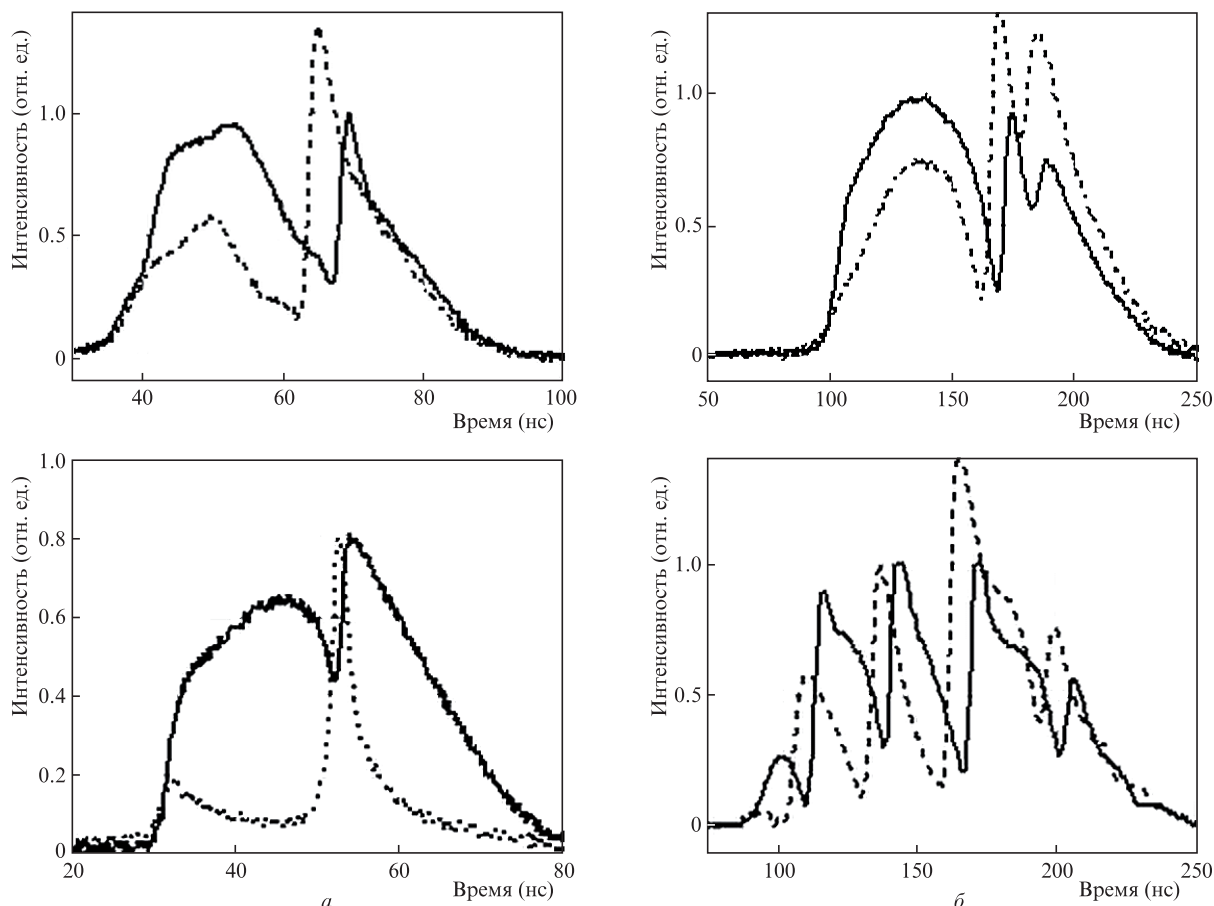


Рис.4. Две реализации осциллограмм импульсов выходного стоксова излучения (сплошные кривые) и излучения, отражённого в канал зондирования (штриховые кривые), для CCl₄ (а) и TiCl₄ (б).

2.2. Теоретический анализ, построение компьютерной модели и обсуждение результатов

Проведём анализ, исходя из предположения короткой активной среды ($L \ll \tau c$, где L – длина активной среды, τ – длительность взаимодействующих световых импульсов, c – скорость света), что соответствует экспериментальной ситуации (здесь не рассматриваются варианты, связанные с укорочением стоксовых импульсов из-за эффектов группового запаздывания). Тогда в уравнениях для световых полей можно пренебречь временными производными. Здесь мы считаем, что взаимодействие имеет локальный по отклику активной среды характер и пренебрегаем пространственными производными, что справедливо при малом времени жизни акустических колебаний T_2 и также соответствует экспериментальной ситуации. В окончательном виде система динамических уравнений для встречных плоских волн в соответствии со схемой взаимодействия (см. рис.2) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a(z,t)}{\partial z} &= 0.5g_0 A(z,t)q^*(z,t), \\ \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} &= 0.5g_0 a(z,t)q(z,t), \\ T_2 \frac{\partial q(z,t)}{\partial z} + q(z,t) &= A(z,t)a^*(z,t) + F(z,t). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь z – продольная координата распространения; g_0 – коэффициент усиления ВРМБ; $A(z,t)$ – медленно меняю-

щаяся амплитуда волны накачки; $a(z,t)$ – медленно меняющаяся амплитуда встречной слабой волны; $q(z,t)$ – медленно меняющаяся амплитуда акустических колебаний; $F(z,t)$ – случайная дельта-коррелированная сила, обусловленная флуктуациями плотности.

Система (1) решалась численно с учётом граничных и начальных условий, при этом $F(z,t)$ моделировалась с помощью двух известных функций Rnd: $F(z,t) = RRnd(1) \times \exp[iRnd(2\pi)]$, в каждой точке разностной схемы, а её амплитуда R выбиралась такой, чтобы в отсутствие входного стоксова сигнала в стационарном режиме рассеяния при инкременте усиления ~ 30 интенсивность выходного стоксова сигнала составляла ~ 0.01 от интенсивности накачки, что обычно является экспериментальным порогом обнаружения ВРМБ. Численное решение системы (1) представляло собой пространственно-временную матрицу амплитуд волны накачки, встречной и акустической волн, что позволяло получать основные характеристики (фазу, интенсивность) в любом произвольном пространственно-временном сечении. В этом и состоит основное отличие нашего подхода к данной проблеме от подхода авторов ряда работ [11, 12], которые в своих расчётах интересовались только выходными характеристиками стоксова сигнала и преобразованной волны накачки. Нас же в первую очередь интересовало то, как происходит процесс внутри активной среды. Временная форма импульсов накачки была выбрана, исходя из полученных нами экспериментальных данных.

Первоначально был смоделирован случай усиления внешнего стоксова сигнала при одном сбое фазы на π и

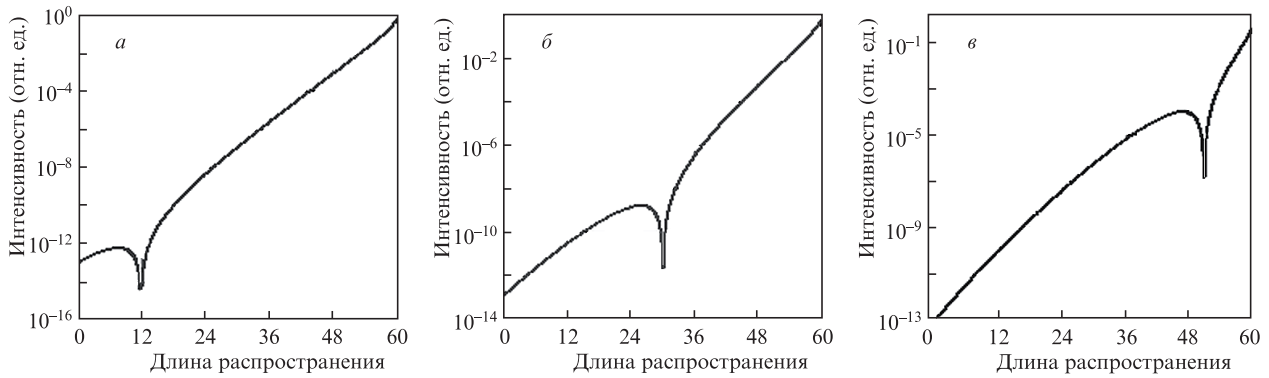


Рис.5. Распределения интенсивности стокового сигнала по длине распространения z , нормированной на стационарный инкремент усиления, в моменты времени $t < T_2$ (а), $t = T_2$ (б) и $t > T_2$ (в) (временной интервал между соседними кадрами 2.6 нс, $T_2 = 0.6$ нс) после скачка фазы на π в режиме усиления внешнего сигнала.

его ослаблении по отношению к входной накачке в 10^{13} раз. Подобное ослабление соответствует экспериментальному порогу возникновения ВРМБ в стационарном режиме. Распределения интенсивности стокового сигнала по длине взаимодействия в различные моменты времени представлены на рис.5. Хорошо видно, что при скачке фазы входного сигнала на π в активной среде формируется «волна ослабления» и последующего усиления стокового сигнала. Это объясняется механизмом последовательно «стирания» акустической волны со старой фазой и записи волны с новой фазой. При генерации из спонтанных шумов появление подобных импульсов имеет стохастический характер, что и проявляется в наблюдаемых сильных изменениях временной формы выходного стокового сигнала от одной лазерной вспышки к другой (см. рис.4).

На рис.6 представлены аналогичные распределения для случая генерации из спонтанных шумов. Скорость распространения минимума стокового сигнала соответствовала групповой скорости $V_g \approx L/(0.5\Gamma_{th}T_2)$, где $\Gamma_{th} \approx 25-30$ – стационарный пороговый инкремент усиления [13]. Подобное поведение стокового излучения прямо указывает на солитонный характер процесса и соответствует генерации тёмного солитона с тем лишь отличием, что из-за встречного распространения взаимодействующих волн в нашем случае имеет место жёсткая обратная связь по накачке, благодаря которой при приближении минимума интенсивности солитона к выходу из активной среды скачкообразно увеличивается интенсивность накачки позади солитона. Это приводит к резкому возрастанию усиления и, как следствие, к формированию характерной S-образной формы сигнала (см. рис.1 и 4, а также, например, [4]). При больших превышениях интенсивностью накач-

ки порога наблюдения амплитуда выброса уменьшается, т.к. в отсутствие группового запаздывания мгновенная интенсивность стокова излучения, очевидно, не превышает мгновенной интенсивности накачки. Учёт эффектов группового запаздывания может, на наш взгляд, приводить к стабилизации временной структуры бриллюэновских солитонов, на что указывают результаты работ [11, 12].

Для создания математической модели описанных выше экспериментов с зондирующим импульсом необходимо к уравнениям системы (1) добавить еще два:

$$T_2 \frac{\partial Q(t,z)}{\partial z} + Q(t,z) = kA(t,L)a^*(t, \frac{L}{2}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial a_z(t,z)}{\partial z} = 0.5A(t, \frac{L})Q^*(t,z),$$

которые соответствуют процессу четырёхволнового взаимодействия на бриллюэновской нелинейности в середине активной области (при $z = L/2$). В (2) $Q(t,z)$ – акустическая волна, полученная в результате взаимодействия зондирующей накачки и основного стокова излучения; $a_z(t,z)$ – стоков сигнал в канале зондирования. Мы считаем, что длина взаимодействия зондирующего пучка с основным достаточно мала и взаимодействие происходит в заданных полях накачки, зондирующего импульса и основного стокова сигнала, что полностью соответствует эксперименту. Усилением стокова сигнала a_z в поле зондирующего импульса на промежутке $L/2 \div L$ можно пренебречь, т.к. зондирующий импульс был получен в результате двух отражений от плоскопараллельной пластинки (рис.2), и его интенсивность в 625 раз меньше интенсивности накачки, т.е. $k = 1/25$. Пренебрежём также

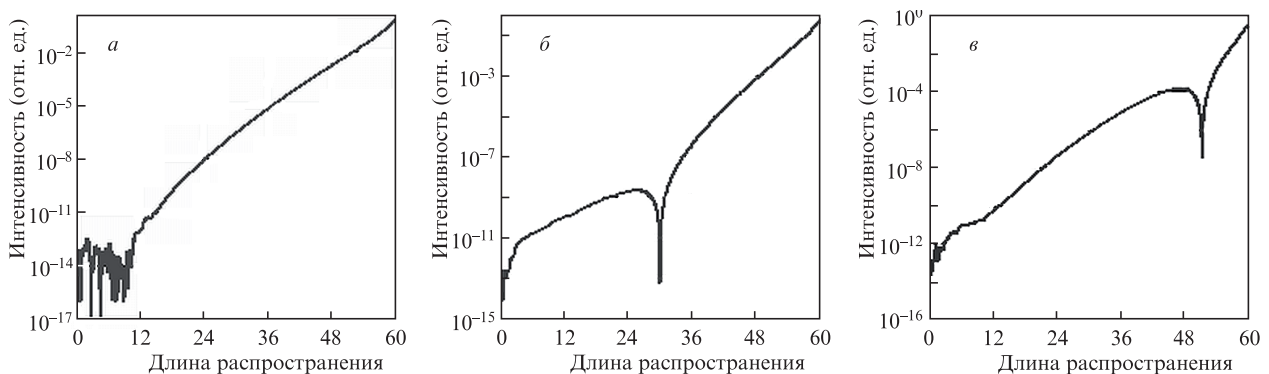


Рис.6. То же, что и на рис.5, но для ВРМБ из спонтанных шумов.

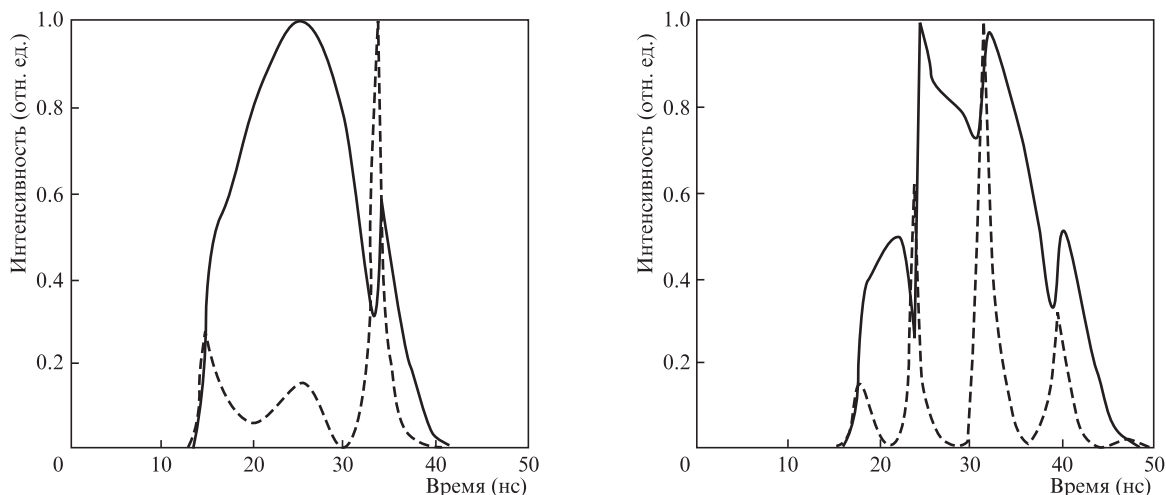


Рис.7. Результаты компьютерного моделирования эксперимента: сплошные кривые – выходной стоксов сигнал, штриховые – сигнал в канале зондирования (учтена задержка сигнала на время $\sim T_2$ относительно основного стоксова сигнала).

усилением в поле накачки из-за малой длины взаимодействия. В принципе оба указанных фактора можно учесть при численном решении, однако это не приведёт к качественно различным результатам, а лишь увеличит время расчёта. Совместное численное решение систем (1) и (2) и являясь виртуальным экспериментом. Очевидно, что если отсчёт времени проводить в единицах T_2 , то различие между разными активными веществами будет заключаться только в изменении временных масштабов рассматриваемого процесса, что и было получено экспериментально (см. п.2.1).

На рис.7 представлены формы импульсов стоксова сигнала и сигнала, отражённого навстречу зондирующему излучению, полученные в результате проведения виртуального эксперимента. Сравнение этих данных с результатами эксперимента (рис.4) показывает, что численный эксперимент достаточно адекватно описывает реальную экспериментальную ситуацию и может служить основой для подбора бриллюэновски активных веществ, а также для оптимизации целого ряда параметров ВРМБ-сумматоров. На рис.8 показаны рассчитанные временные зависимости интенсивности и фазы стоксова излучения при генерации из спонтанных шумов, инкременте усиления $\Gamma = 60$ и $T_2 = 1$ нс в случае ступенчатого включения накачки. Видно, что минимум интенсивности по времени совпадает с серединой временного скачка фазы.

Следует отметить, что из-за инерционности четырёх-волнового смешения на бриллюэновской нелинейности сигнал в канале зондирования запаздывает на время $\sim T_2$ относительно основного стоксова импульса, что в нашем случае составляет ~ 0.6 нс для CCl_4 и ~ 1.5 нс для TiCl_4 (рис.9, см. также [10]). Это обстоятельство необходимо учитывать при точном определении времени задержки минимумов интенсивности основного стоксова импульса относительно зондирующего. С учётом всех приведённых выше соображений, на основе экспериментально измеренного времени задержки были получены следующие скорости распространения бриллюэновских тёмных солитонов в объёме активной среды: $V \sim 5 \times 10^7$ м/с для CCl_4 и $\sim 2 \times 10^7$ м/с для TiCl_4 , что, например для TiCl_4 , примерно в 10 раз меньше фазовой скорости света в данном веществе.

Заметим также, что проведённые эксперименты (на стенде (рис.2) и виртуальные) позволили ответить на вопрос о существовании «волны установления» стационарного режима рассеяния, наличие которой декларируется в [13]. Хорошо видно (см. рис.4 и 7), что передние фронты основного и зондирующего импульсов возникают практически одновременно. Это однозначно свидетельствует о монотонном (по всей длине взаимодействия) нарастании интенсивности на переднем фронте стоксовой волны и об отсутствии «волны установления» как таковой.

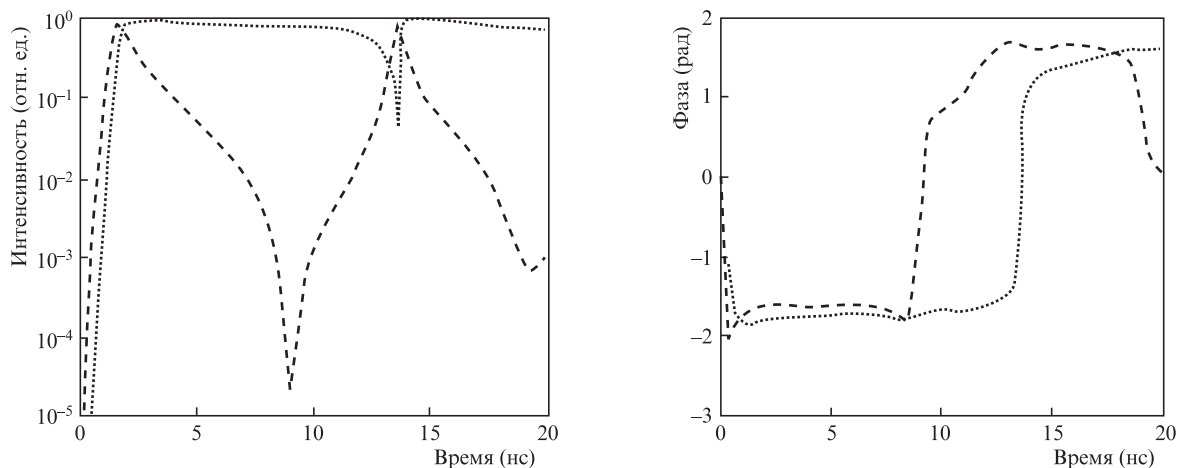


Рис.8. Зависимости интенсивности и фазы стоксова сигнала (пунктирные кривые) и стоксова сигнала в канале зондирования (штриховые кривые) от времени при ступенчатом включении накачки в режиме генерации из спонтанных шумов.

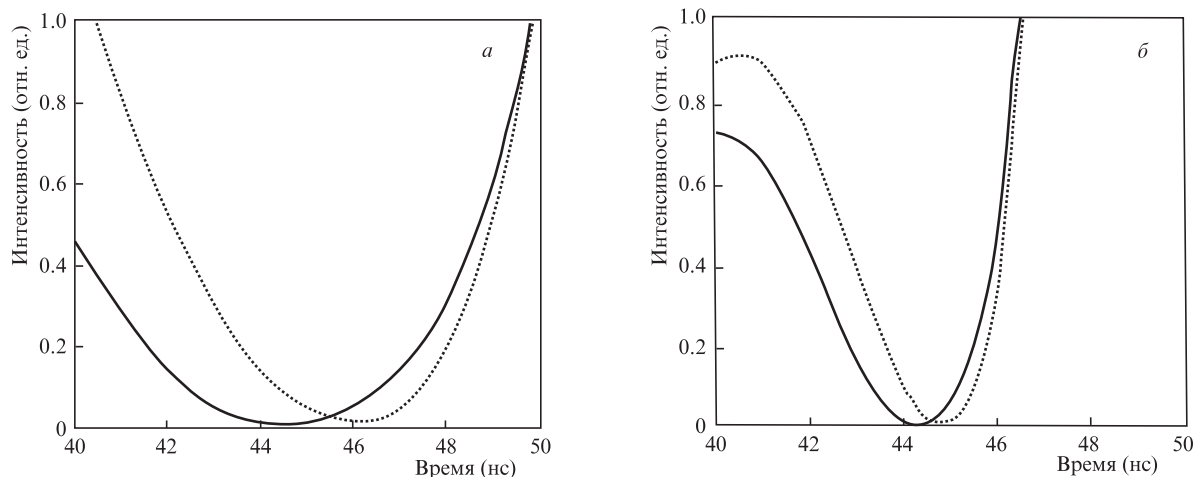
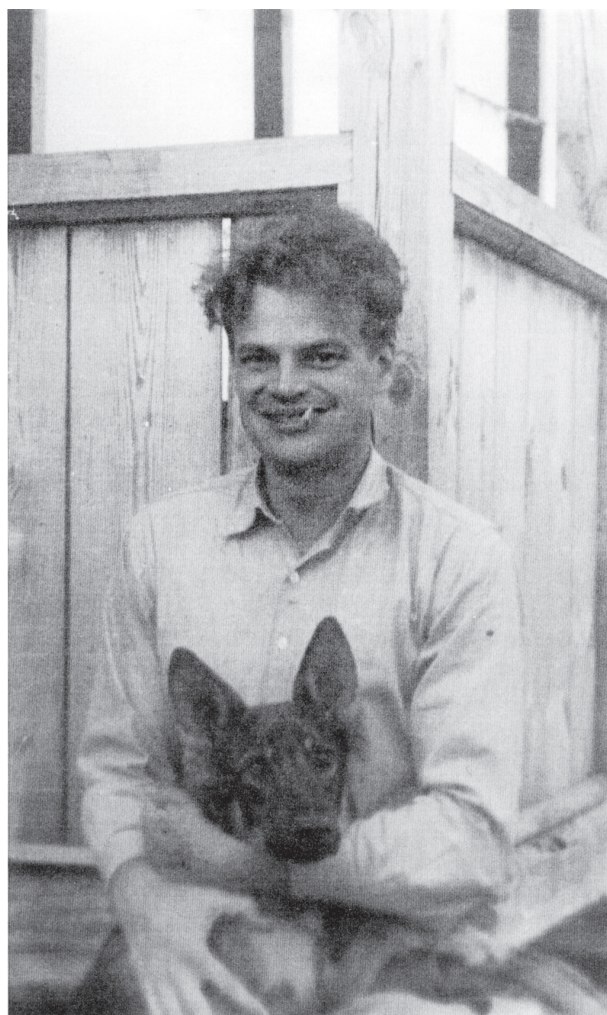


Рис.9. Задержка импульса, отражённого в канал зондирования (сплошные кривые), относительно основного стоксова импульса (пунктирные кривые) в области генерации тёмного солитона для TiCl_4 (а) и CCl_4 (б).

3. Заключение

Таким образом, экспериментально и с помощью компьютерной модели процесса показано, что ВРМБ-генерация из спонтанных шумов имеет нестабильные временные параметры, обусловленные стохастическими начальными условиями. Это может приводить к возникновению режима генерации стоксовых бриллюэновских солитонов, что проявляется в появлении скачкообразной амплитудной и фазовой модуляции выходного излучения. Скорость распространения солитонов в короткой активной среде при небольших превышениях порога определяется инкрементом стационарного порогового усиления и временем затухания акустических колебаний.

1. Анিকেев И.Ю., Гордеев А.А., Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **14**, 207 (1987).
2. Анিকেев И.Ю., Гордеев А.А., Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **17**, 295 (1990).
3. Wiggins T.A., Wick R.W., Rank O.H. *Appl. Opt.*, **5** (6), 1069 (1966).
4. Ерохин А.И., Старунов В.С. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 4, 18 (2000).
5. Metin S.M., Ottusch J.J., Crispin J.D., Rockwell D.A. *Phys. Rev. Lett.*, **68** (11), 1702 (1992).
6. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. В кн.: *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981, с. 134).
7. Yasuhiro, Midorikawa, Obara, Tashiro. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** (12), 2459 (1991).
8. Chulkov R.V., Grabtchikov A.S., Lisinetckii V.A., Orlovich V.A., Chehlov O.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (11), 2829 (2007).
9. Гордеев А.А., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И., Соболев В.Б. *Квантовая электроника*, **23**, 875 (1993).
10. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И., Миронов А.Б., Пасманик Г.А., Шилов А.А. *ЖЭТФ*, **77**, 526 (1979).
11. Dianov E.M., Karasik A.Ya., Lutchnikov A.V., Pilipetskiy A.N. *Opt. Quantum Electron.*, **21**, 381 (1989).
12. Fotiadis A.A., Kiyani R., Deparis O., Mégret P., Blondel M. *Opt. Lett.*, **27** (2), 83 (2002).
13. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. В кн.: *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985, с. 49).



Н.Г.Басов на каникулах у родителей в Воронеже (1949 г.)