

УДК 535.34

ОБОСТРЕНИЕ ЗАДНЕГО ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА, СЖАТОГО ПРИ ВРМБ

А. И. Ерохин, Е. В. Логинов

Экспериментально исследована ВРМБ-компрессия импульса, инициированная двухчастотной стоксовой затравкой. Показано, что при разности частот затравочных волн $\delta\nu$ и длительности сжатого импульса τ таких, что $\tau\delta\nu \approx 1/2$, происходит дополнительное сжатие, а также укорочение заднего фронта полученного импульса. Световые импульсы такой формы могут быть полезны для получения и исследования вынужденного рассеяния крыла линии Релея (ВРК). Впервые в режиме ВРМБ-усиления обнаружен эффект вытеснения частоты затравочного сигнала из центра Мандельштам-Бриллюэновской (МБ) линии с образованием провала.

Известно, что для возбуждения в среде вынужденного рассеяния крыла линии Релея, необходимо подавить генерацию ВРМБ, обладающую, как правило, на порядок большим коэффициентом усиления. Избавиться от ВРМБ можно двумя способами. Первый состоит в том, чтобы, используя тензорные свойства ВРК, генерировать в поперечном резонаторе излучение с ортогональной излучению накачки поляризацией [1]. Вторым способом заключается в возбуждении ВРК субнано- [2] и пикосекундными [3] импульсами, которые не приводят к возникновению ВРМБ. Для реализации первого способа необходим лазер с энергией излучения в несколько джоулей [4]. А чем меньше длительность возбуждающего импульса, тем меньше энергии потребуется для возбуждения ВРК, что приведет к меньшему нагреву среды, возникающему за счет поглощения даже незначительной доли излучения. Оценка изменения температуры вещества при пропускании через него лазерного импульса с плотностью энергии E дается формулой $\Delta T = \frac{k_w E}{c_p \rho}$, где k_w , c_p , ρ – коэффициент поглощения света, теплоемкость и плотность вещества. А величина E , необходимая для возбуждения любых видов вынужденного рассеяния (ВР), определяется как $E \approx 15 \frac{\lambda \tau}{g S}$, где g – инкремент усиления соответствующего вида ВР,

а S – площадь поперечного сечения пучка. Оптимистичные оценки показывают, что для $\tau = 30$ нсек нагрев среды составит несколько градусов. Поэтому в случае, когда изменение температуры среды нежелательно, второй способ – укорочение импульса возбуждающего излучения – предпочтителен.

В данной работе исследовались спектральные и временные характеристики импульса Nd-лазера после его ВРМБ-сжатия, инициированного двухчастотной затравкой. В качестве затравки использовался двухчастотный стоксов сигнал, попадавший в полосу ВРМБ-усиления, и разность частот входного сигнала менялась контролируемым образом.

Ранее было показано, что незначительное уширение спектра возбуждающего излучения в режиме ВРМБ-компрессии может привести к дополнительному укорочению импульса [5]. Однако, как и следовало ожидать в этих условиях, характеристики отраженного излучения сильно флуктуируют [6]. В нашей работе изучался вопрос: может ли привести к сужению отраженного импульса регулируемая двухчастотность лишь стоксового входного сигнала?

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Накачка схемы осуществлялась лазером, состоящим из одномодового, одночастотного задающего генератора на фосфатном стекле с неодимом ($\lambda = 1.055$ мкм) и двухпроходного усилителя. Лазер генерировал спектрально ограниченный импульс длительностью 20–25 нсек по полувысоте с энергией до 100 мДж. Задающий генератор изолировался от отраженного назад излучения с помощью оптической развязки, в качестве которой использовалась ячейка Фарадея на постоянных магнитах, имеющая контраст лучше, чем 10^3 . Пучок расширялся телескопом 6, оптимизирующим в первом приближении сжатие импульса по энергии и длительности отраженного импульса (см. работу [7]). Излучение собиралось длиннофокусной линзой 5 в кювету компрессора 4 так, что фокус линзы находился вне кюветы. Кювета 4 длиной 2 метра заполнялась четыреххлористым углеродом, т.к. эта жидкость имеет незначительное поглощение на рабочей длине волны, большой инкремент ВРМБ и малое время жизни гиперзвука [8]. При данных уровнях мощности ВРМБ в компрессоре самостоятельно не возбуждалось и он работал в режиме усилителя (аналогично работе [9]).

Двухчастотный стоксов сигнал, подаваемый на вход усилителя, генерировался одновременно в двух ВРМБ кюветах, помещенных в различные плечи интерферометра Майкельсона (так же как и в работе [8]). Выбор сред в кюветах 1 и 2, заполненных гексаном и ацетоном соответственно, также не был случайным. Стоксов сдвиг в этих

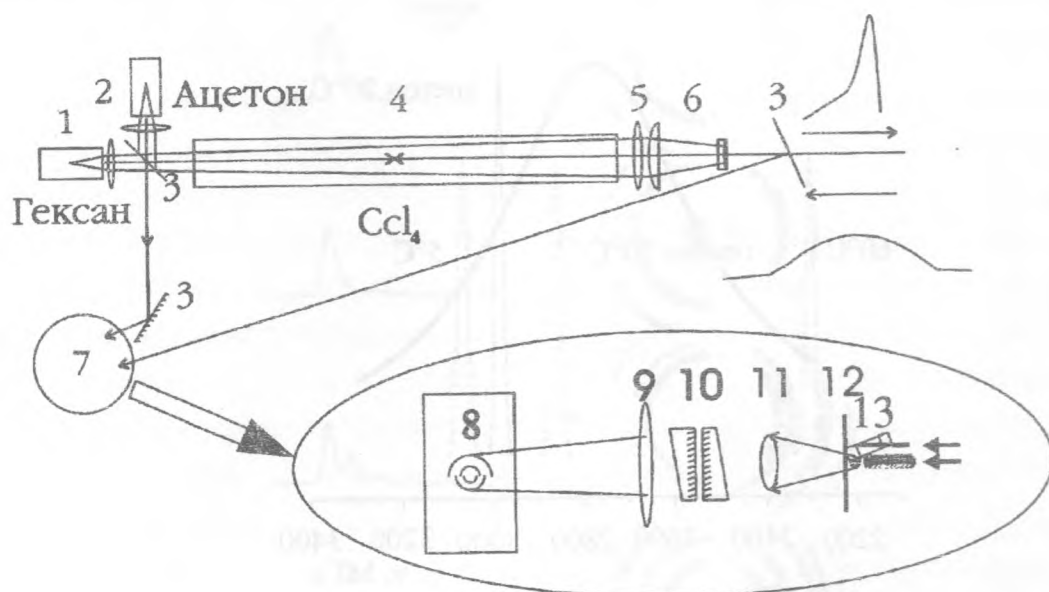


Рис. 1. Схема эксперимента. 1) кювета с гексаном, помещенная в термостат, $T = 5-60^\circ\text{C}$, 2) кювета с ацетоном при 21°C , 3) диэлектрические зеркала, 4) двухметровая кювета с четыреххлористым углеродом, 5) длиннофокусная линза $F = 170\text{ см}$, 6) расширяющий телескоп, 7) система раздельного наблюдения спектров излучения (подробно представленная в нижней части рисунка), 8) плоскость изображения, в которую помещена ПЗС-матрица, 9) камерный объектив $F = 80\text{ см}$, 10) интерферометр Фабри-Перо с базой 150 мм , 11) собирающая линза, 12) предметная плоскость, 13) стеклянная призма двукратного полного внутреннего отражения.

средах попадает в полосу ВРМБ-усиления четыреххлористого углерода (см. рис. 2), обеспечивая тем самым достаточную эффективность усиления. Сдвиг частоты в гексане не менялся при изменении температуры. Меняя температуру гексана от 5 до 60°C , мы могли просканировать всю полосу усиления CCl_4 . Из рис. 2 видно, что при температуре гексана 8°C стоксовы сдвиги ацетона (при 20°C) и гексана совпадают, а при температурах, превышающих 40°C , эти линии находятся по разные стороны максимума контура усиления. Абсолютные значения стоксовых сдвигов излучения, генерируемого в кюветах 1 и 2, можно априорно задать с гораздо большей точностью, чем ширина полосы усиления. Это следует из того, что диапазон случайных изменений положения стоксовых сдвигов в этих кюветах удовлетворяет условию $\Delta\nu_{1,2}/\sqrt{G_0} \ll \Delta\nu_{\text{CCl}_4}$, где $\Delta\nu_{1,2}$ – полуширины МБ линий в гексане и ацетоне соответственно, а G_0 – полный инкремент усиления, обычно равный 30 вблизи порога обнаружения ВРМБ. Значения величин

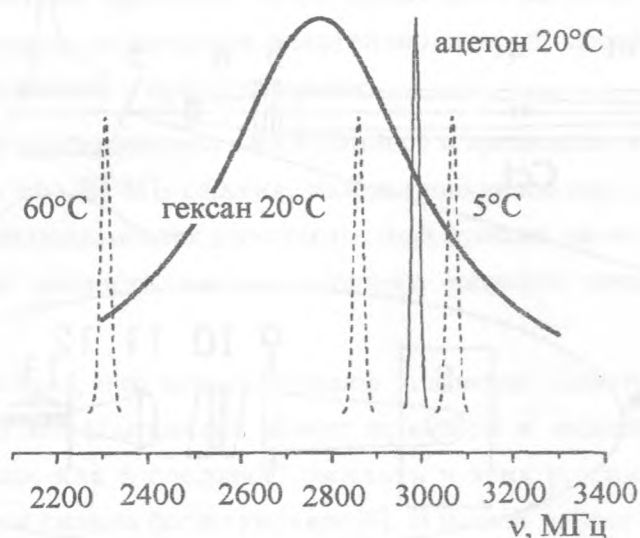


Рис. 2. Взаимное расположение Мандельштам-Бриллюэновского контура усиления в CCl_4 (жирная линия) и спектров линий стоксового излучения, генерируемого в ацетоне (сплошная линия) и гексане при температурах 5°, 20° и 60°С (пунктирные линии).

стоксовых сдвигов ν_0 для рассеяния МБ на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм в использованных жидкостях, их температурные коэффициенты и полуширины соответствующих линий $\Delta\nu$ приводятся в таблице (в соответствии с данными работы [8]).

Т а б л и ц а

Параметры стоксовых сдвигов Мандельштам-Бриллюэновских линий используемых жидкостей

$T = 20^\circ C$	$\nu_0, МГц$	$\Delta\nu, МГц$	$d\nu_0/dT, МГц/К$
CCl_4	2772 ± 20	528 ± 25	≈ -10
Ацетон	2987 ± 6	119 ± 5	-13.2 ± 0.2
н-Гексан	$2860 \pm 10^*$	145 ± 10	$-13.8 \pm 0.2^*$

* – Звездочкой отмечены данные, полученные в ходе данной работы.

Спектры излучения, подаваемого на вход ВРМБ-усилителя и прошедшего его, регистрировались одновременно, но с пространственным разделением (см. вставку рис. 1)

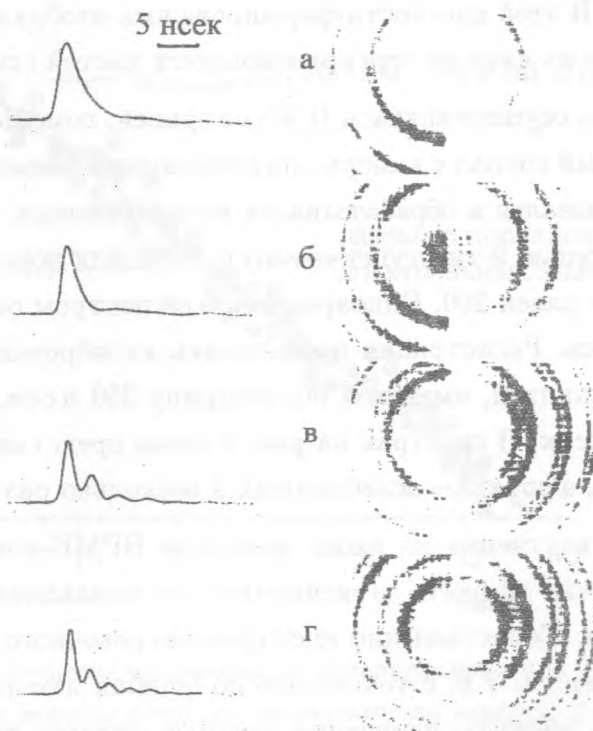


Рис. 3. Осциллограммы сжатых импульсов и соответствующие им спектры: а) Только гексан при 23.2°C , б) Ацетон при 21°C + гексан при 23.2°C , в) Ацетон при 21°C + гексан при 32.7°C , г) Ацетон при 21°C + гексан при 43.8°C .

с помощью интерферометра Фабри–Перо (10) с базой $L = 150\text{ м.м.}$ Выбор базы интерферометра позволил регистрировать спектры во всем диапазоне стоксовых сдвигов с трехкратным перекрытием области дисперсии, равной $c/2L = 1000\text{ МГц}$, но без перемешивания всех регистрируемых составляющих. Для пространственного разделения спектров входного и сжатого пучков (аналогично методу, описываемому в монографии Рагульского [10]) половина сечения пучка сжатого импульса обрезалась гранью призмы, через которую пропусклась половина пучка затравочного стоксова излучения. Часть пучка, проходящего через призму, конструктивно сходную с ромбом Френеля, претерпевала двукратное полное внутреннее отражение. Таким образом, в предметной плоскости (12), в которой находился выходной торец призмы, мы имели две половинки сечений двух различных пучков, разделенные ребром призмы. Двумя линзами (9) и (11) эта плоскость изображалась через интерферометр Фабри–Перо (10) с увеличением на плос-

кость изображения (8). В этой плоскости формировалось изображение спектра, которое таким образом состояло из двух не перекрывающихся частей (см. рис. 3).

Регистрация спектра осуществлялась ПЗС-матрицей, помещаемой в плоскость изображения. Телевизионный сигнал с камеры, принимающим элементом которой служила ПЗС-матрица, оцифровывался и обрабатывался на компьютере. Калибровка регистрирующей системы с помощью 9-ти ступенчатого ослабителя показала, что ее линейный динамический диапазон равен 200. Одновременно со спектром определялась временная форма сжатого импульса. Регистрация проводилась калиброванным фотоприемником ФК-15 с аппаратной функцией, имеющей полуширину 350 *псек*, и осциллографом С7-19 с разрешением 200 *псек*. В спектрах на рис. 3 слева представлен спектр излучения, входящего в кювету (4), а справа – ослабленный в несколько раз спектр сжатого света.

Сравнение спектра излучения на входе и выходе ВРМБ-компрессора может дать ответ на вопрос о наличии эффекта затягивания или выдавливания частоты света из центра линии усиления. Сопоставление спектров затравочного излучения и сжатого говорят об их идентичности. Т.е. с точностью до ошибки измерений, составляющей в нашем случае 15 *МГц*, эффекты изменения частоты сжатого импульса по сравнению с затравочным сигналом в ВРМБ-усилителе при интенсивностях порядка 10^9 *Вт/см²* заметным образом не проявляются.

В левой части рис. 3 представлены осциллограммы сжатых импульсов. В том случае, когда на вход ВРМБ-усилителя подавался монохроматический стоксов сигнал, импульс сжимался до длительности в 3 *нсек* на полувывоте и имел пологий задний фронт (рис. 3а). Когда на вход компрессора – усилителя подавали двухчастотный стоксов сигнал, период биения которого меньше длительности сжатого импульса, задний фронт импульса оказывался промодулированным той же частотой биений (рис. 3в, г). Действительно, из обработки интерферограмм следует, что разница стоксовых сдвигов $\delta\nu$ в случае в) и г) составила 290 и 440 *МГц*, а периоды биений Δt на осциллограммах равны 2.9 и 2.2 *нсек*, соответственно. Таким образом $\Delta t \approx 1/\delta\nu$. Если же частота биений $\delta\nu$ приближалась к половине обратной полуширины сжатого импульса $\delta\nu \approx 1/2\tau$, происходило обрезание заднего фронта с перекачкой энергии, содержащейся в хвосте импульса, в основную часть сжатого импульса. Это проиллюстрировано на рис. 3б, где при $\delta\nu \approx 160$ *МГц* полуширина сжатого импульса сокращалась до менее чем 2 *нсек*. Таким образом экспериментально показано, как двухчастотность стоксового сигнала приводит к обрезанию и укорочению не переднего (как в теоретических предсказаниях работы [7]), а заднего фронта сжатого импульса.

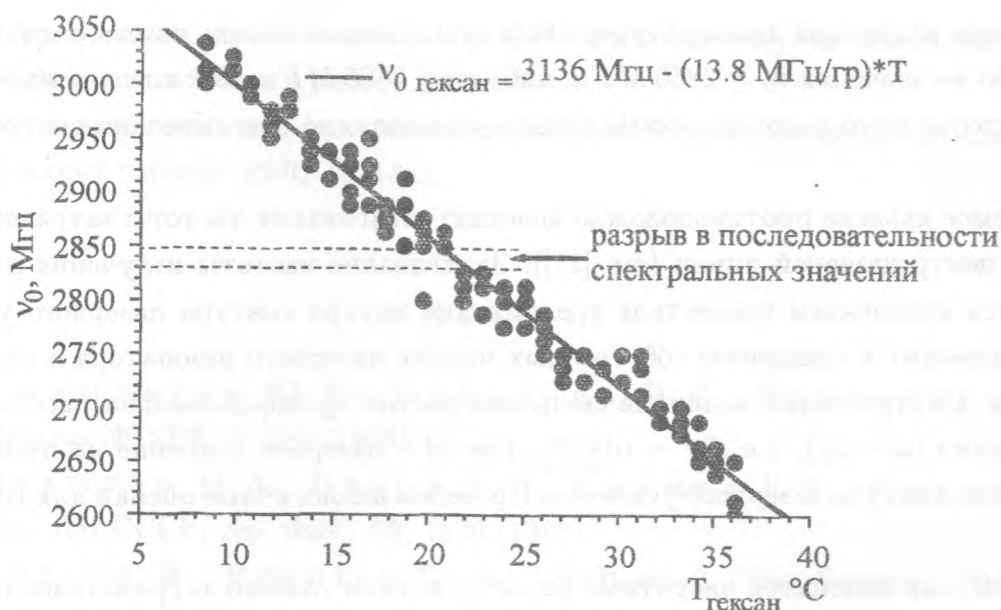


Рис. 4. Стоксов сдвиг частоты излучения ν_0 , генерируемого при ВРМБ в гексане, а затем усиленного в CCl_4 , и его зависимость от температуры гексана T .

Нельзя обойти вниманием интересный результат, полученный при калибровке источника переменного стоксова сдвига. Он состоит в том, что в монотонной зависимости стоксова сдвига сжатого импульса от температуры кюветы с гексаном был обнаружен разрыв. Схема эксперимента совпадала с представленной на рис. 1 лишь с двумя отличиями. Во-первых, отсутствовала кювета с ацетоном (2). Во-вторых, не было разделения спектров, а для повышения точности измерений регистрировался лишь спектр сжатого импульса. Кювета с CCl_4 , находилась при постоянной температуре $T = 20^\circ C$. Температура гексана менялась с шагом около одного градуса в диапазоне от 8 до $37^\circ C$. Для каждого значения температуры гексана производились 4 измерения положения максимума линии сжатого импульса. На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость стоксова сдвига частоты от температуры кюветы с гексаном. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются сплошной прямой, построенной по методу наименьших квадратов. По наклону этой прямой с хорошей точностью определен частотный сдвиг ВРМБ-линии в гексане ν_0 и его температурный ход $\nu_0(T)$. В центре калибровочной кривой привлекает внимание разрыв в этой кривой шириной $\sim 20 \text{ МГц}$. Этот разрыв не связан с отсутствием ВРМБ в данной области или трудностями в определении ν_s в соответствующем диапазоне температур. Разрыв в данной зависимости означает, что

при монотонном изменении температуры максимум стоковского сдвига сжатого импульса попадает либо на значения $\nu_0 \geq 2850$ МГц, либо $\nu_0 \leq 2825$ МГц. Как следует из рис. 2, значение частоты этого разрыва весьма близко расположено относительно центра МБ линии CSl_4 .

Наблюдаемое явление противоположно явлению затягивания частоты затравочного излучения в центр лазерной линии (см. [11]). Затягивание частоты излучения в лазере объясняется изменением показателя преломления внутри контура лазерного усиления, что и приводит к смещению собственных частот лазерного резонатора в сторону центра линии. Внутри линии величина смещения частот пропорциональна расстоянию от центра линии $(\omega - \omega_0)$, т.е. $\delta\omega \sim \alpha l \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_{рез}}$, где αl – лазерное усиление на проход, а $\Delta\omega_{рез}$ – ширина контура лазерного усиления. Проведем аналогичные оценки для ВРМБ-усилителя.

Посмотрим, как изменятся частотные характеристики слабого затравочного сигнала со стоковым сдвигом ν_s , распространяющегося навстречу волне накачки в ВРМБ-усилителе. Нелинейная добавка к волновому вектору этого сигнала вблизи резонанса имеет вид (см. [12]).

$$\delta k_{нл} = -i \frac{G_0}{l_{эс}} \frac{1}{1 - i \left(\frac{\nu_s - \nu_0}{\Delta\nu} \right)},$$

где $l_{эс}$ – эффективная длина области взаимодействия. Изменение частоты стоковского излучения δf_s в процессе ВРМБ-усиления определяется производной от нелинейной добавки фазы по времени. Максимального значения этот эффект достигает при $(\nu_s - \nu_0) = \Delta\nu$ и составляет величину $\delta f_s = -\frac{G_0}{8\pi} \frac{1}{l} \frac{\partial I}{\partial t}$. Такая фазовая модуляция [13] привела бы к расщеплению спектра выходящего излучения на величину $\delta f_s = -1/t_p$, где t_p – длительность импульса, что составляет в нашем случае ~ 30 МГц. Однако этот эффект убывает линейно при приближении к центру линии, и поэтому в нашем случае не проявляется.

Можно попробовать объяснить наличие области разрыва петлевой обратной связью [14], весьма вероятной в нашем эксперименте. Но из этого объяснения сразу следует, что аналогичные разрывы должны повторяться с периодичностью в $0.1 \Delta\nu \approx 50$ МГц. Заметим, что разрыв скорее всего не связан с источником стоковского сдвига в гексане, так как в этом случае он не был бы привязан к центру линии CSl_4 , и повторился бы в другом месте зависимости. Вообще наличие этого разрыва, случайно обнаруженного при снятии калибровочной кривой, нуждается в дополнительном подтверждении и исследовании.

Авторы выражают благодарность И.Л. Фабелинскому за внимание к работе и Л.Л. Чайкову за помощь в работе с текстом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 02-02-16118а).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кызыласов Ю. И., Старунов В. С., Фабелинский И. Л. Письма ЖЭТФ, **9**, 383 (1969).
- [2] Давыдов М. А., Ляхов Г. А., Сатыев Е. Р., Шипилов К. Ф. Изв. АН СССР, сер. Физ., **53**, 1576 (1989).
- [3] Barille R., Revoire G. In: "Scattering", (Pike, Sabatier, Eds.), Academic Press, London, 2001, p. 969.
- [4] Кызыласов Ю. И. Кандидатская диссертация. Москва, 1970.
- [5] Гулидов С. С., Мак А. А., Паперный С. Б. Письма в ЖЭТФ, **47**, 329 (1988).
- [6] Ниезенко Ю. К. Частное сообщение.
- [7] Паперный С. Б., Петров В. Ф., Старцев В. Р. Изв. АН СССР, сер. Физ., **46**, 1594 (1982).
- [8] Ерохин А. И., Ковалев В. И., Файзуллов Ф. С. Квант. электроника, **13**, 1328 (1986).
- [9] Dane C. V., Newman W. A., Hackel L. A. IEEE J. Quantum Electron., **QE-30**, 1907 (1994).
- [10] Рагульский В. В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света. М., Наука, 1990.
- [11] Siegman A. E. "Lasers." University Science Books, Stanford, 1986, p. 462.
- [12] Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., Наука, 1985.
- [13] Boyd R. W. "Nonlinear Optics", Boston, Academic Press, 1992, p. 275.
- [14] Ерохин А. И., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Михайлов С. И. Квант. электроника, **26**, 144 (1999).

Поступила в редакцию 29 апреля 2004 г.