

Наблюдение когерентного состояния в системе пар ядерных спиновых волн, возбужденных шумовой СВЧ накачкой

А. В. Андриенко¹⁾

Институт молекулярной физики, Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 декабря 2001 г.

После переработки 26 декабря 2001 г.

Наблюдается параметрическое возбуждение шумовым СВЧ полем ядерных магненов в антиферромагнетике. Установлено существование двух критических амплитуд накачки: первая соответствует началу нелинейного поглощения СВЧ поля, а при превышении второй в системе возбужденных пар магненов возникают сильные фазовые корреляции – неравновесный бозе-конденсат, который создает интенсивное когерентное электромагнитное излучение из образца и когерентный отклик параметрических магненов на модуляцию их спектра (модуляционный отклик). Обнаружено, что при шумовой накачке вклад упругих процессов релаксации магненов в пороговые амплитуды накачки становится неаддитивным.

PACS: 75.30.Ds, 75.40.Gb

Спиновые и магнитоупругие волны в магнетиках служат исключительно удобным объектом для исследования физики нелинейных волновых процессов. В настоящее время достаточно хорошо изучен параметрический резонанс этих волн в переменном магнитном поле $\mathbf{h} \cdot \cos \omega_p t$, параллельном постоянному полю \mathbf{H} . При превышении магнитным СВЧ полем порогового значения h_c в образце развивается параметрическая неустойчивость относительно распада кванта накачки на пару магненов (или квазифононов) половинной частоты с равными, но противоположно направленными волновыми векторами ($\omega_p = \omega_{\mathbf{k}} + \omega_{-\mathbf{k}}$). Критическая амплитуда СВЧ поля h_c , которую обычно называют порогом накачки или порогом параметрического возбуждения, определяется выражением $h_c = \gamma/V$, где γ – линейная скорость релаксации возбуждаемых волн, V – коэффициент их связи с полем накачки. Сразу за порогом возбуждения (то есть при $h > h_c$) в системе возникает динамический порядок, характеризуемый всего двумя параметрами: числом параметрических пар магненов (или квазифононов) и их фазой по отношению к полю накачки (см. [1, 2]). Этот неравновесный бозе-конденсат (НБК) макроскопического числа возбужденных пар квазичастиц, очевидно, представляет собой вынужденное колебание среды на частоте внешнего поля.

Ситуация существенно усложняется, если внешнее переменное поле подается в интервале частот ($\omega_p - \Delta\omega/2$, $\omega_p + \Delta\omega/2$) и при этом частотная ширина накачки превышает γ возбуждаемых волн. Тут возможность неравновесного фазового перехода с об-

разованием НБК совсем не очевидна, поскольку шумовое поле не имеет выделенной фазы и само по себе не способно установить когерентное состояние в возбуждаемой системе.

Параметрический резонанс спиновых волн при шумовой накачке рассматривался Михайловым и Упоровым [3] и Черепановым [4]. Полученные ими формулы для средней пороговой мощности P_n шумовой накачки, при которой возникает (в среднем по времени) нелинейное поглощение в системе, совпадали при $\Delta\omega \gg \gamma$ с точностью до двойки. При произвольных значениях $\Delta\omega \ll \omega_p$ пороговая формула имеет вид [5]

$$(P_n/P_c) - 1 = \Delta\omega/\gamma, \quad (1)$$

здесь $P_c \propto h_c^2$ – пороговая мощность для монохроматической накачки, а критическая мощность P_n – это интегральная мощность шумовой накачки (а не ее спектральная плотность).

Однако принципиально отличались точки зрения указанных работ на поведение системы неравновесных магненов за порогом возбуждения. В [3] утверждалось, что основным механизмом ограничения СВЧ поглощения служит нелинейная диссипация, фазовые же корреляции волн неэффективны. В [4], напротив, говорилось о том, что должны возникать сильные корреляции фаз в парах возбужденных волн (фазовый механизм ограничения), как и при монохроматической накачке. До сих пор этот вопрос до конца не выяснен. Единственной пока работой, где такие фазовые корреляции наблюдались экспериментально, была статья Андриенко и Сафонова [5] по шумовой накачке магнитоупругих волн в

¹⁾e-mail: andrienko@imp.kiae.ru

антиферромагнитном FeVO_3 . Причем наблюдались два порога неустойчивости. Первый соответствовал началу нелинейного поглощения СВЧ, а второй – возникновению НБК. Однако наличие сильной анизотропии возбуждения (квазифононы возбуждаются вдоль оси C_3 кристалла) и вероятное влияние границ образца на формирование НБК (толщина плоскопараллельной пластины была много меньше длины свободного пробега магнитоупругой волны) не позволяли ответить на вопрос о возможности образования НБК в бесконечном образце.

Еще одна возможность некогерентного воздействия внешних полей на спин-волновую систему была исследована Зауткиным с соавторами [6]. Изучалось параметрическое возбуждение электронных магновов монохроматическим СВЧ полем в железиттриевом гранате в условиях шумовой модуляции спектра спиновых волн и утверждалось, что этот случай соответствует немонохроматической накачке с флуктуирующей фазой. Измерялось пороговое поле, соответствующее возникновению нелинейного поглощения, и нелинейная магнитная восприимчивость образца. На основе качественного согласия теории и эксперимента был сделан вывод о том, что фазовые корреляции существенны. Прямого же подтверждения наличия сильных фазовых корреляций в волновой системе получено не было.

В настоящей работе экспериментально изучается процесс шумовой СВЧ накачки ядерных спиновых волн (ЯСВ) и поведение неравновесной системы ЯСВ, возбужденных шумовой накачкой. Причем длина свободного пробега возбуждаемых волн много меньше размера кристалла, что исключает определяющее влияние границ на формирование стационарного состояния параметрических пар. Основная цель исследования – поиск в этой системе состояний с сильными фазовыми корреляциями (неравновесного бозе-конденсата).

Методика эксперимента. Ядерные магнаны в легкоплоскостном антиферромагнетике CsMnF_3 (температура Нееля 53.5 К) возбуждались шумовым полем с частотой $\omega_p/2\pi = 1080\text{--}1200$ МГц и частотной шириной $\Delta\omega/2\pi \leq 1.5$ МГц. Шумовое поле создавалось СВЧ генератором, частота которого модулировалась генератором белого шума РЧ диапазона, при этом генерируемая СВЧ мощность оставалась постоянной. Спектр накачки изучался на анализаторе спектра и имел вид, близкий к гауссову. Частотная ширина накачки измерялась на полувысоте с точностью 10%.

Монокристалл размером $\sim 3 \times 3 \times 5$ мм помещался в спиральный (геликоидальный) СВЧ резонатор

с добротностью $Q \sim 500$, заполненный жидким гелием. Эксперимент проводился при температурах $T = 1.9\text{--}4.2$ К, в полях $H = 500\text{--}2000$ Э в условиях параллельной СВЧ накачки ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$). Скорость релаксации возбуждаемых магновов определялась по порогу монохроматической накачки h_c с точностью 25% [7] и составляла (в зависимости от T и H) величину $\gamma/2\pi = (6\text{--}20)$ кГц. Точность относительного измерения γ составляла 5%. Длина свободного пробега магнона $L \leq 1$ мм, то есть в несколько раз меньше характерного размера образца.

СВЧ накачка осуществлялась как в режиме непрерывной генерации, так и в импульсном режиме с частотой повторения 10–100 Гц и длительностью импульсов 300–2000 мкс. В импульсном режиме пороговая мощность накачки определялась по возникновению нелинейного искажения (скола) на протестированном СВЧ импульсе, прошедшем резонатор (см. рис.1). В непрерывном режиме генерации – по появлению модуляционного отклика в спектре СВЧ сиг-

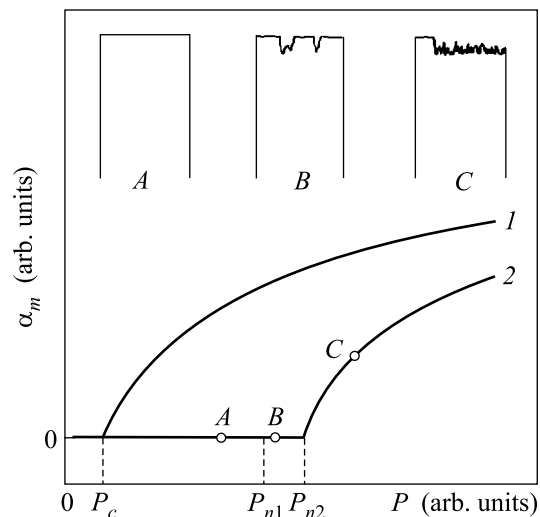


Рис.1. Зависимость сигнала модуляционного отклика от мощности для: 1 – монохроматической и 2 – шумовой накачки (запись на самописце) и осциллограммы СВЧ импульсов шумовой накачки, прошедших резонатор, в точках A, B и C

нала, прошедшего резонатор с образцом (пояснение этой методики см. ниже). Относительная точность измерения пороговой мощности составляла 10%.

Для регистрации неравновесного бозе-конденсата мы использовали два метода, основанных на наблюдении коллективных эффектов, связанных с возникновением этого состояния.

Первый метод – это наблюдение модуляционного отклика α_m . Метод был разработан и широко использовался для изучения свойств неравновесного

бозе-конденсата магненов, возникающего при монохроматической накачке [2], и затем успешно применен для обнаружения НБК квазифононов, возбужденных шумовой накачкой [5]. К образцу прикладывается слабое РЧ магнитное поле $H_m \cos(\omega_m t)$, модулирующее спектр спиновых волн. При этом возникают колебания амплитуды и фазы НБК около их равновесных значений (так называемые коллективные колебания), которые приводят к модуляции поглощаемой образцом СВЧ мощности с амплитудой ΔP и частотой ω_m . Появление этой амплитудной модуляции ($\Delta P = \alpha_m H_m$) указывает на существование в исследованном образце НБК.

Для регистрации α_m СВЧ сигнал, прошедший резонатор, детектировался и подавался на анализатор спектра или на селективный микровольтметр, настроенный на частоту ω_m , а с него на ось Y двухкоординатного самописца.

Второй метод – это наблюдение электромагнитного излучения из системы возбужденных ядерных магненов. Этот эффект ранее наблюдался в системе магнитоупругих волн [8] и состоит в том, что неравновесный бозе-конденсат, созданный монохроматической СВЧ накачкой, после ее выключения создает характерное электромагнитное излучение из образца. Его частота близка к частоте накачки, а интенсивность немонотонна во времени и сравнима по величине с поглощаемой образцом мощностью СВЧ. В данной работе нам удалось наблюдать такое же излучение и от системы ядерных спиновых волн.

Результаты и обсуждение. Исследование показало, что при шумовой накачке ядерных магненов следует различать два порога $P_{n1} < P_{n2}$. Первый соответствует началу нелинейного поглощения СВЧ мощности, а второй – возникновению неравновесно бозе-конденсата.

На рис.1 приведены записи на самописце амплитуды сигнала модуляционного отклика в зависимости от интегральной мощности накачки. Записи сделаны в режиме непрерывной генерации. Там же показаны осциллограммы СВЧ импульсов, прошедших резонатор, записанные при трех амплитудах шумового поля. Нелинейное поглощение в точке A отсутствует. На осциллограмме B видны “всплески” поглощения выше порога P_{n1} , то есть в образце существуют (в среднем) неравновесные магненов, однако $\alpha_m = 0$. С ростом мощности накачки нелинейное поглощение растет (эти всплески происходят чаще). Выше порога P_{n2} импульс имеет вид C и появляется модуляционный отклик ($\alpha_m \neq 0$), свидетельствующий о наличии (в среднем) фазовых корреляций в системе, то есть об образовании НБК. Отношение порогов P_{n2}/P_{n1} воз-

растало с ростом $\Delta\omega$, но не превышало величину 1.25. Отметим, что эта ситуация кардинально отличается от случая шумовой накачки квазифононов [5], когда отношение этих двух пороговых мощностей достигало 4.

Существование НБК регистрировалось нами также и по электромагнитному излучению из образца, наблюдаемому сразу после выключения импульса накачки (см. рис.2). Как известно, мощность СВЧ сигнала, прошедшего резонатор, пропорциональна чис-

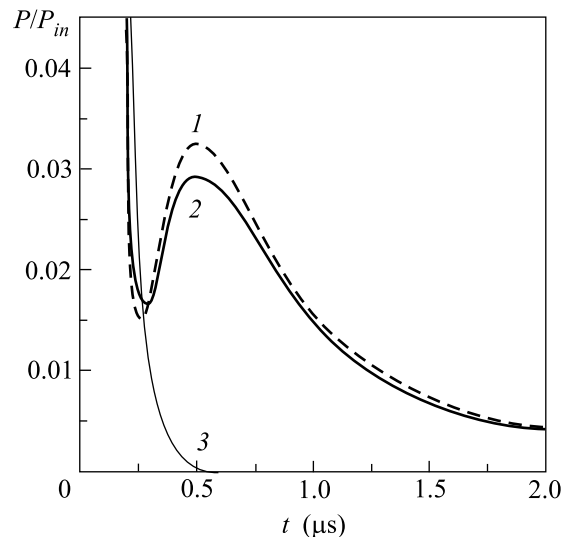


Рис.2. Осциллограммы заднего фронта СВЧ импульсов и сигнал электромагнитного излучения из образца при входной мощности $P_{in} \sim 1000P_c$ для: 1 – монохроматической накачки, 2 – шумовой накачки. Кривая 3 демонстрирует задний фронт импульса при $P_{in} < P_c$; $t = 0$ соответствует моменту выключения генератора накачки

лу фотонов в резонаторе. В отсутствие НБК, сразу после выключения генератора этот сигнал монотонно падает с характерным временем затухания фотонов ~ 0.1 мкс, которое определяется добротностью резонатора. Если мощность накачки превышала пороговую, то есть существовал НБК, то после выключения поля накачки за задним фронтом импульса наблюдается излучение из образца. Вначале происходит резкое уменьшение СВЧ мощности, прошедшей резонатор (задний фронт падает более круто, чем при $P_{in} < P_c$). Затем сигнал начинает расти и его амплитуда достигает максимума через время $\tau \sim 0.5$ мкс после окончания импульса. Потом наблюдается экспоненциальный спад интенсивности излучения с характерным временем ~ 1 мкс. Максимальная мощность излучения сравнима с мощностью, поглощаемой образцом из поля накачки.

Такое излучение ранее исследовалось в работе [7] при параметрическом возбуждении магнитоупругих волн в FeVO_3 и обусловлено процессом слияния двух квазичастиц (в нашем случае магнонов), составляющих параметрическую пару, с образованием фотона с частотой, близкой к $\omega_p(m + m \rightarrow p\hbar)$, то есть процессом, обратным накачке. Поскольку параметрические пары в НБК имеют одинаковую фазу, то это излучение когерентное с большой амплитудой, в отличие от излучения индивидуальных магнонов на частоте ω_k .

В настоящей работе электромагнитное излучение параметрических пар ЯСВ наблюдалось впервые. Причем при фиксированной мощности СВЧ генератора, такой, что $P \gg P_n$, амплитуда этого излучения и время спада сигнала для шумовой и когерентной накачек практически совпадают. Это позволяет сделать вывод о том, что НБК ядерных магнонов, возникающий при шумовой накачке, имеет приблизительно такую же частотную ширину и амплитуду, как и в случае монохроматической накачки.

На рис.3 показаны зависимости порога параметрического возбуждения ЯСВ от частотной ширины СВЧ накачки. Поскольку отличие порогов P_{n1} и P_{n2}

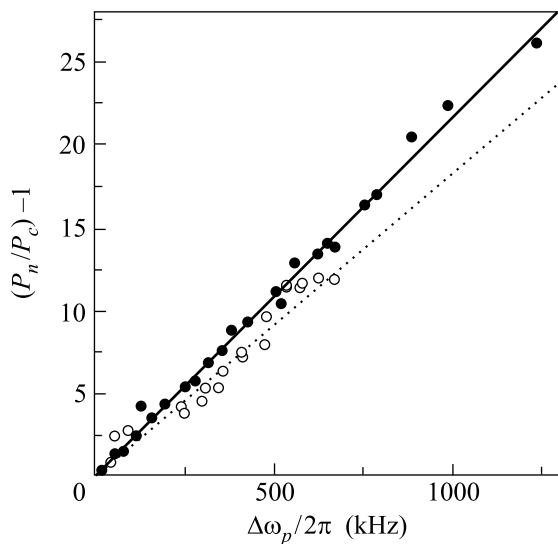


Рис.3. Относительное увеличение пороговой мощности в зависимости от частотной ширины шумовой накачки: (●) – $T = 2.05$ К, $\omega_p/2\pi = 1088$ МГц, $H = 1750$ Э, $\gamma/2\pi = 7.1$ кГц; (○) – $T = 4.2$ К, $\omega_p/2\pi = 1093.3$ МГц, $H = 1680$ Э, $\gamma/2\pi = 16.8$ кГц. Сплошная прямая соответствует расчету по формуле (1) для $T = 2.05$ К с коэффициентом 0.15, пунктирная прямая рассчитана по формуле (1) для $T = 4.2$ К с подгоночным множителем 0.31

обычно не превышало экспериментальной ошибки, то мы следили в этих измерениях только за порогом

P_{n1} , и в дальнейшем будем обозначать его просто P_n . В полном соответствии с теорией (1) величина $(P_n/P_c) - 1$ пропорциональна $\Delta\omega$. Однако при $T = 4.2$ К расчетное значение $(P_n/P_c) - 1$ превышает измеренное в ~ 3 раза, а при $T = 2.05$ К – уже в ~ 7 раз. Таким образом, теория не описывает температурный ход порога шумовой накачки.

На рис.4 приведены результаты измерения зависимости порога шумовой накачки от величины ста-

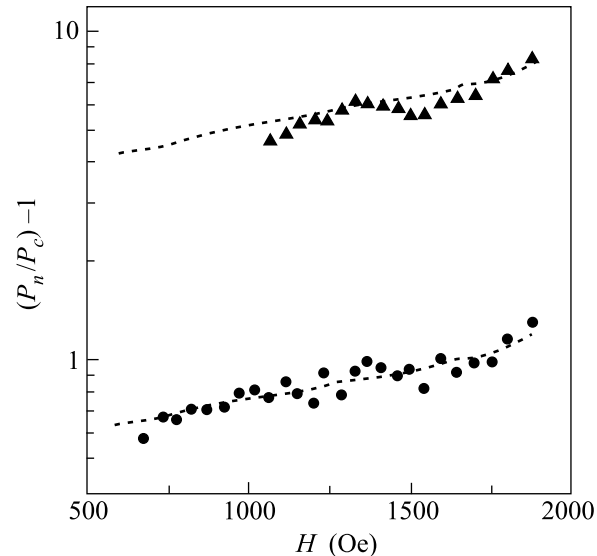


Рис.4. Относительное увеличение пороговой мощности шумовой накачки в зависимости от величины статического магнитного поля при фиксированных значениях ширины накачки: $\Delta\omega/2\pi = 40$ кГц (●) и $\Delta\omega/2\pi = 270$ кГц (▲); $T = 2.08$ К, $\omega_p/2\pi = 1094.4$ МГц. Кривые – расчет по формуле (1) с подгоночным множителем 0.175

тического магнитного поля при двух фиксированных значениях $\Delta\omega$. Расчетные кривые получены следующим образом. По порогу монохроматической накачки $h_c(H)$ были рассчитаны значения $\gamma(H)$ и затем подставлены в формулу (1) для расчета зависимости от H величины $(P_n/P_c) - 1$. Снова видно хорошее качественное соответствие теории и эксперимента, но с указанным выше подгоночным параметром. Причем существенно, что в приведенном интервале полей величина P_c изменяется в 40 раз. При этом сильно изменяются и скорость релаксации возбуждаемых ядерных магнонов и коэффициент их связи с СВЧ полем. Однако подгоночный множитель остается постоянным, то есть теория правильно описывает функциональные зависимости порога шумовой накачки P_n от параметров, возбуждаемых ЯСВ.

Сравнение приведенных результатов с данными работы [5], в которой изучалось шумовое возбуждение квазифононов в FeVO_3 , показывает, что накачка

ЯСВ значительно лучше описывается теорией. Видимо, это обусловлено слабым влиянием границ образца на систему возбужденных магненов, то есть для ЯСВ теоретическая модель близка к реальной экспериментальной ситуации. Существенное отклонение теории от эксперимента наблюдается лишь при понижении температуры.

Анализ механизмов релаксации ЯСВ показал [8], что при $T < 2.2$ К релаксация ЯСВ в CsMnF_3 на $\geq 95\%$ определяется процессом их упругого рассеяния на флуктуациях ядерной намагниченности, а при 4.2 К вклад упругих процессов $\sim 50\%$. На наш взгляд, именно доминирование упругого процесса релаксации приводит к тому, что порог шумовой накачки ЯСВ оказывается заметно ниже расчетного.

Предположение об особой роли двухмагнанных процессов и их неаддитивном вкладе в пороговую формулу было сделано Захаровым и Львовым [9]. Идея состояла в том, что поскольку при упругом рассеянии энергия волны не изменяется (изменяется только направление ее движения), то вторичные магныны продолжают участвовать в процессе накачки, понижая порог параметрического возбуждения, который в этом случае должен описываться выражением:

$$h_c = (\gamma_{nel}(\gamma_{nel} + \gamma_{el}))^{1/2}/V, \quad (2)$$

где γ_{el} и γ_{nel} – скорости релаксации для упругих и неупругих процессов, соответственно. Однако эксперименты с монохроматической накачкой [7, 10] не подтвердили этого предположения. Экспериментально наблюдался аддитивный вклад всех γ в пороговую амплитуду: $h_c = (\gamma_{nel} + \gamma_{el})/V$. Видимо, дело в том, что определяющую роль играет фаза волны, которая изменяется после квазиупругого рассеяния магнона. Кроме того, при квазиупругом рассеянии происходит небольшое изменение энергии и абсолютной величины волнового вектора магнона, так называемый дрейф по спектру. В результате вторичный магнон оказывается не связан с полем накачки. Для случая же шумового поля, частота и фаза которого быстро флуктуируют, ни изменение фазы у вторичных магненов, ни слабый дрейф по спектру ЯСВ (в пределах $\Delta\omega$) не влияют на их связь с возбуждающим СВЧ полем. Поэтому вторичные магныны продолжают участвовать в процессе накачки, понижая порог. (Эти вторичные магныны можно рассматривать и как дополнительное шумовое поле.) Таким образом, именно при некогерентной накачке вклад двухмагнанных процессов в пороговую амплитуду должен стать неаддитивным. Наши эксперименты показали, что с ростом относительного вклада упругих процес-

сов подгоночный параметр все больше отличается от единицы. К сожалению, теоретические расчеты порога шумовой накачки с учетом особой роли квазиупругих процессов не проводились, однако очевидно, что предложенная выше качественная модель хорошо согласуется с экспериментом.

Вероятно, именно доминирующий вклад в релаксацию ЯСВ упругих процессов приводит также и к малому отличию порогов P_{n1} и P_{n2} . Очевидно, что порог образования НБК P_{n2} связан с полным числом магненов в области частот накачки $\Delta\omega$. При $P > P_{n1}$ в образце появляются неравновесные магныны, рожденные накачкой. Вторичные магныны, которые образуются в результате двухмагнанных процессов рассеяния, остаются в той же области магнного спектра. Следовательно, происходит их накопление, то есть быстрый рост чисел заполнения магненов с частотами $\omega_k \cong \omega_p/2$. В результате критическое число магненов, необходимое для образования НБК, достигается раньше, при меньшей надкритичности (P/P_{n1}), чем было бы в случае трехчастичных процессов релаксации, уменьшающих числа заполнения магненов вблизи частоты $\omega_p/2$.

Итак, экспериментально установлено образование когерентного состояния (неравновесного бозеконденсата) пар ядерных спиновых волн при их параметрическом возбуждении шумовым СВЧ полем. Существующая теория дает удовлетворительное описание порога накачки, за исключением области низких температур. Наблюдаемое несоответствие теории и эксперимента удается объяснить на основе предположения об особой роли упругих процессов релаксации магненов.

Автор признателен В. Л. Сафонову за обсуждение результатов работы.

1. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые волны*, М.: Наука, 1987.
2. А. В. Андриенко, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, *ЖЭТФ* **93**, 907 (1987).
3. А. С. Михайлов, И. Б. Упоров, *ЖЭТФ* **77**, 2383 (1979).
4. В. Б. Черепанов, *ФТТ* **22**, 43 (1980).
5. А. В. Андриенко, В. Л. Сафонов, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 446 (1994).
6. В. В. Зауткин, Б. И. Орел, В. Б. Черепанов, *ЖЭТФ* **85**, 708 (1983).
7. А. В. Андриенко, В. Л. Сафонов, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 787 (1994).
8. А. В. Андриенко, В. И. Ожогин, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, *УФН* **161**, 1 (1991).
9. В. Е. Захаров, В. С. Львов, *ФТТ* **14**, 2913 (1972).
10. С. А. Говорков, В. А. Тулин, *ЖЭТФ* **91**, 2332 (1986).