

УДК 539.143.43

©1995

РАДИОЧАСТОТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИНВЕРТИРОВАННОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМОЙ, СВЯЗАННОЙ С ВЫСОКОДОБРОТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Н.П. Фокина, К.О. Хуцишвили, С.Г. Чаудзе, А.М. Ломидзе

Тбилисский государственный университет, Тбилиси, Грузия
(Поступила в Редакцию 31 мая 1994 г.)

Теоретически исследована сверхизлучательная генерация в радиочастотном диапазоне инвертированной зеemanовской подсистемой, связанной с высокодобротным резонатором, полоса пропускания которого гораздо меньше ширины магнитного резонанса. Полученные выражения применены для оценки интенсивности сверхизлучательной генерации на инвертированных квазинепрерывных уровнях электронного спин-спинового резервуара в высокодобротном резонаторе, поскольку продемонстрирована аналогия со случаем сверхизлучательной генерации на инвертированных дискретных зеemanовских уровнях. Интенсивность предсказываемого импульса сверхизлучения оказывается на два порядка выше интенсивности наблюдавшейся экспериментально стационарной генерации от электронного спин-спинового резервуара.

Как известно [1,2] зеemanовская спиновая система, помещенная в резонатор и находящаяся в инвертированном состоянии, при определенных условиях способна генерировать электромагнитное излучение. Особым видом такой генерации является сверхизлучение (СИ), представляющее собой импульсное излучение системы коллективизированных излучателей, интенсивность которого пропорциональна квадрату числа последних. СИ изучалось экспериментально [3-6] и теоретически [7-11] рядом авторов, которые исследовали следующие два основных типа сверхизлучательной радиочастотной генерации (РЧ-генерации). Первый тип имеет место при использовании относительно низкодобротного РЧ-контура, полоса пропускания которого τ_c^{-1} гораздо больше ширины спектра инвертированной спиновой системы. Ранее такая ситуация встречалась при исследовании работы резонаторного мазера на аммиаке, поэтому, следуя [12], будем называть ее «генерацией мазерного типа». Генерация мазерного типа ядерными магнитными моментами теоретически исследовалась в [10,11]. Второй тип генерации представляет собой генерацию в высокодобротном резонаторе, полоса пропускания которого гораздо меньше ширины линии излучателей, что является хорошим приближением для всех лазерных конструкций, так как ширина полосы интерферометров, обычно используемых в качестве резонаторов лазеров, на 1-2 порядка меньше ширины молекулярного резонанса.

В [13,14] были выполнены эксперименты на рутиле $\text{TiO}_2 : \text{Cr}^{3+}$ в нулевом магнитном поле по генерации в РЧ-диапазоне, обусловленной излучением энергии инвертированного электронного спиновоего резервуара (ЭССР) (заселенности уровней сплошного спектра ЭССР были инвертированы с помощью не строго резонансного СВЧ-насыщения линии ЭПР-ионов Cr^{3+}). Полоса пропускания РЧ-контра, настроенного на одну из частот спектра ЭССР, составляла $(0.04-0.15) \cdot 10^6 \text{ rad/s}$, в то время как ширина спектра ЭССР составляла $(190-550) \cdot 10^6 \text{ rad/s}$, т.е. в данном случае мы имеем дело с генерацией лазерного типа. В [13,14] были выведены дифференциальные уравнения, описывающие эволюцию обратной температуры ЭССР и поля в катушке РЧ-контра, найдено их стационарное решение, получено пороговое условие генерации.

Целью данной работы ставится исследование переходного процесса сверхизлучательной генерации инвертированной зеемановской подсистемой спинов в лазерном приближении. Как будет показано далее, в системе спинов, связанных с резонатором, возможно также существование автоколебательного режима такого же типа, какой осуществляется в генераторе ван-дер-Поля.

В [10,11] было показано, что в случае выполнения неравенства $\omega_n^{-1} \ll T_2$ (где ω_n — резонансная частота спинов, T_2 — время спин-спиновой релаксации) можно от уравнений Блоха для компонент намагниченности, дополненных уравнением Кирхгофа для тока в РЧ-контуре, перейти к уравнениям для медленно меняющихся переменных: z -компоненты намагниченности m_z и комплексных амплитуд поперечной намагниченности \tilde{A} и магнитного поля \tilde{h} . Они имеют вид

$$i\Omega \dot{\tilde{A}} + \frac{i\Omega}{T_2} \tilde{A} + \frac{\omega_n^2 - \Omega^2}{2} \tilde{A} = \frac{1}{2} \gamma_n \omega_n m_z h, \quad (1a)$$

$$m_z = -\frac{i\gamma_n \Omega}{4\omega_n} [\tilde{A} \tilde{h}^* - \tilde{A}^* \tilde{h}] - \frac{m_z - m_0}{T_1}, \quad (1b)$$

$$i\Omega \dot{\tilde{h}} + \frac{i\Omega}{2\tau_c} \tilde{h} + \frac{\omega_c^2 - \Omega^2}{2} \tilde{h} = \frac{\eta_0 \Omega^2}{2} \tilde{A}, \quad (1c)$$

где γ_n — гиромагнитное отношение спинов, τ_c и ω_c — время звона и собственная частота РЧ-контра, η_0 — коэффициент заполнения катушки образом, T_1 и T_2 — времена спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций, Ω — частота генерации.

Поскольку мы занимаемся исследованием случая высокочастотного резонатора, можно положить, что $1/T_1, 1/\tau_c \ll 1/T_2$, т.е. релаксация поперечной компоненты намагниченности достаточно быстрая. При этом A можно считать быстрой переменной по сравнению с m_z и h по принципу подчинения [15] положить, что $\dot{A} = 0$. Другими словами, амплитуда поперечной компоненты намагниченности из-за быстрой релаксации всегда успевает прийти в равновесие с резонаторным полем. В результате этого приближения из (1) можно получить систему двух дифференциальных уравнений (так как сейчас нас интересуют переходные процессы, длящиеся в течение времени, значительно меньшего, чем T_1 , то отбросим релаксационный член в уравнении для m_z)

$$\dot{m}_z = -\rho m_z h^2, \quad (2a)$$

$$\dot{h}^2 = -\frac{\hbar^2}{\tau_c} \left(1 + \frac{T_2}{T_R} \frac{m_z}{|m_{z0}|} \right), \quad (2b)$$

где $|m_{z0}|$ — абсолютное значение инвертированной в момент $t = 0$ намагниченности, $T_R = \left(\frac{1}{2} \eta_0 \gamma_n Q |m_{z0}| \cos^2 \delta \right)^{-1}$ — время радиационного затухания контура [11],

$$\cos^2 \delta = \frac{T_2^{-2}}{T_2^{-2} + (\omega_n^2 - \omega_c^2)^2 / 4\omega_c^2},$$

$$\rho = \frac{\gamma_n T_2}{4} \cos^2 \delta.$$

Следует отметить, что полученные нами уравнения аналогичны уравнениям работ [13,14], что естественно, так как в данной задаче важна обратная связь между спиновой системой и электромагнитным полем, и не имеет значения, на какие магнитные уровни (дискретные зеемановские или квазинепрерывные дипольные) действует эта связь. В [16] показано, что, если $T_2 \ll \tau_c$, частота генерации близка к ω_c . Поскольку взаимное влияние движения ядерной намагниченности и магнитного поля в катушке РЧ-контура возможно только в том случае, когда расстройка узкополосного РЧ-контура относительно центральной частоты ЯМР не превышает ширины линии ЯМР, то будем считать, что

$$|\omega_n - \omega_c| \ll T_2^{-1},$$

и запишем последнее равенство приближенно в виде

$$\cos^2 \delta \approx \frac{T_2^{-2}}{T_2^{-2} + (\omega_n - \omega_c)^2}. \quad (3)$$

Перед тем как получить в явном виде решение уравнений (2), сделаем несколько замечаний общего характера об описываемом ими процессе.

Рассмотрим временное поведение магнитного поля в катушке, в которую помещен образец с инвертированными в момент $t = 0$ ядерными спинами. Подстановка начального значения $m_z(0) = -|m_{z0}|$ в (2b) позволяет заметить, что при выполнении неравенства $T_R < T_2$ (достижении порогового условия) имеет место нарастание h^2 , т.е. возбуждение генерации. Разделив (2a) на (2b), проинтегрируем полученное соотношение с начальными условиями $m_z(0) = -|m_{z0}|$ и $h^2(0) = h_N^2$, где h_N^2 — «затравочное» магнитное поле, обусловленное найквистовскими шумами в РЧ-контуре [10].¹ В результате получаем

$$h^2 = \frac{1}{\rho \tau_c} \left\{ \ln \left| \frac{m_z}{m_{z0}} \right| + \frac{T_2}{T_R} \left(\frac{m_z}{|m_{z0}|} + 1 \right) \right\} + h_N^2.$$

¹ Отметим, что в [13] источником флуктуаций, дающих начало генерации, считается спонтанная эмиссия. Однако в [17] экспериментально показано, что мощность спонтанной эмиссии ядерных спинов составляет примерно 5–10% от найквистовского шума в цепи.

Подставляя последнее выражение в (2а), в предположении, что $m_z(t) < 0$ в любой момент времени, т.е. реверс намагниченности (возвращение m_z к положительному значению) не имеет места, можно получить замкнутое уравнение для величины

$$z \equiv \ln \left(-\frac{m_z}{|m_{z0}|} \right) \leq 0, \quad (4)$$

$$\dot{z} = \frac{1}{\tau_c} \left\{ \frac{T_2}{T_R} (e^z - 1) - z \right\}.$$

Зная z , можно легко найти h^2 из выражения

$$h^2 = -\frac{1}{\rho\tau_c} \left\{ \frac{T_2}{T_R} (e^z - 1) - z \right\} + h_N^2. \quad (5)$$

Из (5) видно, что h^2 имеет максимум по t , равный

$$h_{\max}^2 = \frac{1}{\rho\tau_c} \frac{T_2}{T_R} \left(1 - \frac{T_R}{T_2} + \frac{T_R}{T_2} \ln \frac{T_R}{T_2} \right), \quad (6)$$

т.е. (4) и (5) описывают импульс генерации РЧ-поля предварительно инвертированными ядерными магнитными моментами, связанными с РЧ-контуром. Сдвиг частоты генерации от значения ω_c равен $\dot{\vartheta}$, где ϑ — фаза комплексной амплитуды магнитного поля. Из уравнения (1с) при $\dot{A} = 0$ для $\dot{\vartheta}$ можно получить следующее выражение:

$$\dot{\vartheta} = -\frac{1}{T_R} \frac{T_2}{2\tau_c} \frac{m_z}{|m_{z0}|} \operatorname{tg} \delta, \quad (7)$$

где

$$\operatorname{tg} \delta \approx (\omega_n - \omega_c) T_2 \ll 1.$$

Аналитическое решение нелинейной системы дифференциальных уравнений (2) в частном случае околороговой генерации, т.е. в случае, когда $x \equiv T_R/T_2 \approx 1$, имеет вид²

$$h^2 = \frac{2(1-x)^2}{\gamma^2 T_R \tau_c x \cos^2 \delta} \operatorname{sech}^2 \left\{ \frac{1-x}{2\tau_c x} (t - T_{\max}) \right\}, \quad (8a)$$

$$\frac{m_z}{|m_{z0}|} = -1 + \frac{(1-x)^2}{2x} \left\{ \operatorname{sech}^2 \left[\frac{1-x}{2\tau_c x} (t - T_{\max}) \right] + \frac{2x}{1-x} \times \right. \\ \left. \times \left(\operatorname{th} \left[\frac{1-x}{2\tau_c x} (t - T_{\max}) \right] + \operatorname{th} \left[\frac{1-x}{2\tau_c x} T_{\max} \right] \right) - \operatorname{sech}^2 \left[\frac{1-x}{2\tau_c x} T_{\max} \right] \right\}, \quad (8b)$$

² Такое решение можно получить, исключая из уравнений (2) временные производные и подставляя (2b) в разложении по малому параметру x выражения $m_z(h)$.

где величина

$$T_{\max} = \frac{2\tau_c x}{1-x} \ln \left\{ \frac{2(1-x)}{x} \left[2 / \left(\gamma_n^2 \tau_c T_2 \cos^2 \delta h_N^2 \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (9)$$

получена из начального условия $h^2(0) = h_N^2$.

Из (8а) видно, что максимум генерации имеет место при $t = T_{\max}$. Отметим, что если правую часть (6) разложить в окрестности $T_R/T_2 = 1$ с точностью до второго порядка, то результатом будет h_{\max}^2 следующее из (8а) при $t = T_{\max}$.

Создаваемое в катушке магнитное поле обуславливает на концах катушки напряжение, вычисляемое по формуле

$$U = (\mu_0 V_C / C)^{1/2} h, \quad (10)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м, V_C — объем катушки, C — емкость РЧ-контура. С помощью (10) и (8а) получаем следующее выражение для огибающей напряжения генерируемого импульса:

$$|U| = \frac{\mu_0 \omega_c S N (2T_2 / \tau_c)^{1/2} (1-x)}{\gamma_n T_R |\cos \delta|} \operatorname{sech}[(1-x)(t - T_{\max}) / 2\tau_c x], \quad (11)$$

где S — площадь поперечного сечения катушки, N — число ее витков. Полуширина на полувисоте полученного импульса напряжения составляет

$$\Delta t \approx 2\tau_c x \ln(2 + 3^{1/2}) / (1-x). \quad (12)$$

Сравним величины (9) и (12)

$$T_{\max} / \Delta t = \ln \left[2(1-x) (2 / \gamma_n^2 T_R \tau_c \cos^2 \delta x h_N^2)^{1/2} \right] / \ln(2 + 3^{1/2}). \quad (13)$$

Поскольку в реальной экспериментальной ситуации $h_N^2 \ll (\gamma_n^2 T_R \tau_c)^{-1}$, то, несмотря на предполагаемую малость величины $(1-x)$, отношение (13) гораздо больше единицы; отсюда следует, что между достижением порога генерации в момент времени $t = 0$ и максимумом излучения ($t = T_{\max}$) проходит время, гораздо большее длительности генерируемого импульса, т.е. T_{\max} представляет собой время задержки T_D [18].

Для нахождения выражения для интенсивности получаемого излучения запишем тождество

$$\dot{h}^2 + h^2 / \tau_c - 2\eta_0 \omega_n \dot{m}_z / \gamma_n = 0,$$

следующее автоматически из системы (2). Умножая его на $\mu_0 V_C / 2$, получим баланс энергии в системе ядерные спины + РЧ-контур в виде

$$I = -\frac{d}{dt} (W_C + W_z),$$

где $W_C = \mu_0 V_C h^2 / 2$ — энергия РЧ-контура; $W_z = -\mu_0 \eta_0 V_C H_0 m_z$ — зеемановская энергия спинов;

$$I = \mu_0 V_C h^2 / 2\tau_c \quad (14)$$

— интенсивность излучения. Подставляя (8а) в (14), получаем

$$I = \{ \mu_0 V_C T_2 (1-x)^2 / \gamma_n^2 \tau_c^2 T_R^2 \cos^2 \delta \} \{ \operatorname{sech}^2 [(1-x)(t - T_D) / 2\tau_c x] \}. \quad (15)$$

Поскольку T_R^{-1} пропорционально начальной намагниченности образца, то I пропорционально квадрату числа излучателей. Этот факт, а также наличие времени задержки свидетельствуют о том, что описываемая лазерная генерация представляет собой СИ в РЧ-диапазоне.

Отметим, что в отличие от генерации, рассмотренной в [10,11] и сопровождавшейся поворотом вектора ядерной намагниченности относительно внешнего постоянного магнитного поля, в данном случае генерация представляет собой излучение энергии образовавшегося за малое время T_2 зеемановского резервуара, когда поперечные компоненты намагниченности уже не являются динамическими переменными.

Напомним, что вышеприведенные результаты относятся к случаю околоторговой генерации. Приведем теперь результаты вычисления

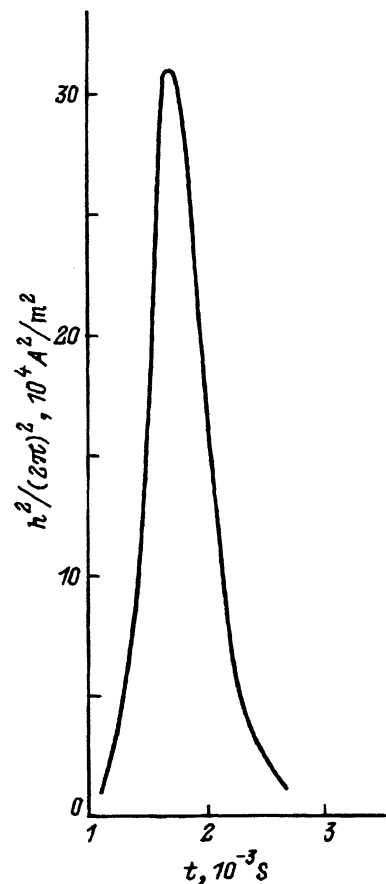


Рис. 1. Зависимость $h^2(t)$, полученная при расчете на ЭВМ по формулам (4), (5) при $x = 0.1$.

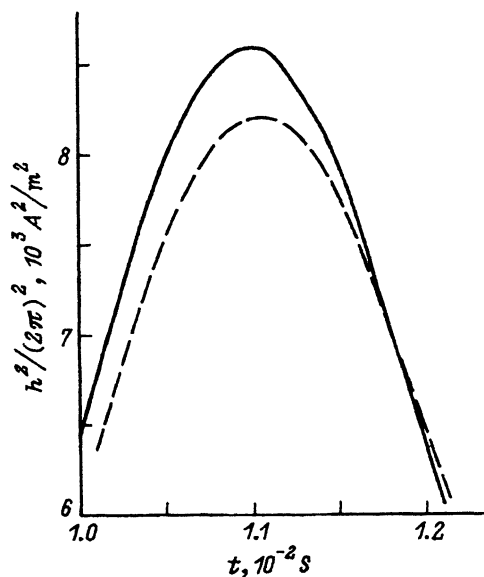


Рис. 2. Зависимость $h^2(t)$ при $x = 0.9$. Сплошная линия — расчет на ЭВМ по формулам (4), (5), штриховая — расчет по аналитической формуле (8а).

h^2 по формуле (5) на основе численного решения уравнений (4) при следующих значениях параметров, являющихся характерными для экспериментов по СИ [4,6] от ядерных магнитных моментов:

$$T_2 = 10^{-5} \text{ s}, \quad \tau_c = 10^{-4} \text{ s}, \quad \gamma_n = 2\pi \cdot 53.5 \text{ ms/A}$$

(гироманнитное отношение протонов). Импульсная генерация в случае $T_R = 5.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ изображена на рис. 1. Вычисляя индуцированное на концах катушки в этом случае напряжение по формуле (10) при $V_C = 10^{-5} \text{ m}^3$ и $C = 10^{-11} \text{ F}$, получаем $U_{\max} = 630/(2\pi)^2 \text{ V}$. Результат численного решения в случае $T_R = 9 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ изображен на рис. 2. Штриховой линией изображена зависимость $h^2(t)$, даваемая аналитическим решением, справедливым при $(1-x) \ll 1$.

Если спиновая система находится под непрерывным воздействием извне, поддерживающим отрицательную спиновую поляризацию, то к правой части уравнения (2а) следует добавить член $-(m_z - m_e)/T_e$, где T_e^{-1} характеризует скорость накачки, а m_e представляет собой значение m_z , достигаемое под действием накачки. Заменим также в (2) $|m_{z0}|$ на $|m_e|$ и T_R на T_{Re} , где

$$T_{Re} = \left[\frac{1}{2} \eta_0 \gamma_n Q |m_e| \cos^2 \delta \right]^{-1}.$$

Отметим, что тогда уравнения (2) переходят в соответствующие уравнения работы [13] с заменами

$$m_z \Rightarrow \beta_{ss}, \quad m_e \Rightarrow \beta_{ss}^\infty, \quad T_e \Rightarrow \tau_{sL}^*, \quad \rho \Rightarrow \pi |\mu|^2 \Omega^2 g(\Omega) / \hbar^2 (\Delta^2 + \omega_L^2),$$

$$T_2 / T_{Re} \Rightarrow 2\pi^2 \eta n |\mu|^2 \Omega^2 g(\Omega) |\beta_{ss}^\infty| \tau_c / k_B.$$

Используя эту аналогию, можно описать переходные процессы к стационарной генерации инвертированным ЭССР (как будет показано далее, выход на стационарную генерацию в рассматриваемом случае $T_2 \ll \tau_c$ происходит иначе, чем в случае $\tau_c \ll T_2$, описанном в [11]).

При описании выхода на стационарную генерацию в лазерном приближении выделим опять случай околопороговой и развитой генерации. Если генерация развитая ($x_e \equiv T_{Re}/T_2 \ll 1$), то m_z изменяется быстро и согласно принципу подчинения [15] $\dot{m}_z = 0$. Подставляя $m_z = m_e / (\rho T_e h^2 + 1)$ в (2б) и решая полученное дифференциальное уравнение относительно h^2 , получаем

$$(h^2 - h_{st}^2) / (h_N^2 - h_{st}^2) = (h^2 / h_N^2)^x \exp[-t(1 - x_e) / \tau_c],$$

где

$$h_{st}^2 = 4(1-x) / \gamma_n^2 T_e T_{Re}, \quad (16)$$

что, учитывая условие $x_e \ll 1$, сводится к нарастанию h^2 от h_N^2 до h_{st}^2 с постоянной времени τ_c

$$h^2 \approx h_{st}^2 + (h_N^2 - h_{st}^2) \exp(-t/\tau_c).$$

Такой выход на стационарную генерацию наблюдался в [14] при сильном превышении над порогом ($Q \gg (Q_{th})_{st}$). Поскольку переходный процесс около порога не удается описать аналитическим решением дифференциальных уравнений, то процесс выхода на стационарную генерацию около порога аналогично [12] можно разбить на два этапа: 1) в результате действия накачки m_z достигает порогового значения $(m_z)_{th} = T_{Re}|m_e|/T_2 \approx -|m_e|$; при этом член $(m_z - m_e)/T_e$ в уравнении для m_z сильно уменьшается, поведение системы ядра + РЧ-контур описывается уравнениями (2), предсказывающими импульсную сверхизлучательную генерацию, начинается резкое возрастание h^2 , характерное для СИ; 2) в максимуме СИ значение $|m_z|$ уменьшается, член $(m_z - m_e)/T_e$ начинает играть роль. Происходит спад h^2 к h_{st}^2 . Такая картина установления стационарной околупороговой генерации наблюдалась в [14]. Проведем численное сравнение этой картины с вышеизложенной моделью. Для вычисления h используем формулу (4.29) из [14], соответствующую нашей формуле (16).

$$h_{st}^2 = 2\pi\eta_0 n \hbar^2 (\Delta^2 + \omega_L^2) |\beta_{ss}^\infty| \tau_c (1 - x_e) / k_B T_e, \quad (17)$$

где $\beta_{ss}^\infty < 0$ — значение обратной температуры ЭССР со средним квантом ω_L , достигнутое в результате стационарного насыщения линии ЭПР ионов Cr^{3+} в рутиле с расстройкой Δ относительно резонанса, n — концентрация этих ионов. Подставляя данные [13,14] ($\omega_L = 4\pi \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 4\pi(8)^{1/2} \text{ s}^{-1}$, $|\beta_{ss}^\infty| = 17.7 \text{ K}^{-1}$, $n = 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, $Q_{th} = 750$, $Q \approx 800$), получаем $h \approx 0.26 \text{ Oe}$, $\omega_c = 2\pi \cdot 8.5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Для вычисления h в переходном пичке используем максимальное значение ($t = T_{max}$) выражения (8а), которое перепишем в виде, соответствующем формуле (17),

$$h_{max}^2 = \pi\eta_0 n \hbar^2 (\Delta^2 + \omega_L^2) |\beta_{ss}^0| (1 - x)^2 / k_B T_e. \quad (18)$$

Будем считать, что инвертирование ЭССР происходит в результате насыщающего нерезонансного импульса с $\Delta = \omega_L$, в этом случае достигаемое значение обратной температуры ЭССР $|\beta_{ss}^0| = (8)^{1/2} |\beta_{ss}^\infty|$. В таком случае (18) дает $h \approx 0.68 \text{ Oe}$, что в 2.7 раза больше экспериментального стационарного значения. В эксперименте [14] максимум пичка напряжения при переходном процессе лишь в 2 раза превышает уровень стационарной генерации. Нам представляется, что такое несоответствие вызвано идеализированностью нашей модели. Отметим, что спад h к h_{st} может произойти после нескольких импульсов СИ, так как в конце этапа 2 система снова может оказаться в начальном состоянии этапа 1, и цикл 1-2 может повториться еще несколько раз, пока не начнет играть роль затухания в РЧ-контуре. Аналогичная ситуация имеет место в случае пичкового режима работы рубинового лазера (см. [12]. С. 137-141).

При вычислении сильно запороговой стационарной генерации ($Q \approx 1750$) по формуле (17) получаем $h \approx 0.85 \text{ Oe}$, что близко к экспериментально наблюдавшемуся значению 0.9 Oe .

Допустим теперь, что в ситуации работ [13,14] наблюдается импульсная лазерная генерация. Эксперимент по ее наблюдению

нам представляется следующим образом: сначала добротность РЧ-контура искусственно снижается, затем достигается запороговое инвертирование ЭССР, после чего добротность восстанавливается до нужного уровня. В таком случае должен возникнуть импульс лазерной генерации, при произвольном превышении над порогом имеющий максимум, равный выражению (6), которое в применении к ситуации работ [13,14] имеет вид

$$h_{\max}^2 = 2\pi\eta_0 n \hbar^2 (\Delta^2 + \omega_L^2) |\beta_{ss}^0| (1 - x - x \ln x) / k_B. \quad (19)$$

С помощью данных работ [13,14] и считая, что $x = 0.1$, получаем $h_{\max} \approx 16$ Ое, что соответствует увеличению мощности по сравнению со стационарной развитой генерацией в 334 раза. Таким образом, мощность вместо наблюдавшегося значения 0.19 мВт будет составлять ≈ 63 мВт, что свидетельствует о возможности получения довольно мощных импульсов лазерной генерации от инвертированного ЭССР.

В заключение отметим возможность наблюдения в рассматриваемой системе спины + РЧ-контур еще одного интересного явления. Если инвертированные спины находятся в столь высокочастотном контуре, что потери в нем практически равны нулю (или система накачена очень высоко над порогом), то в этой системе могут завязываться автоколебания особого рода, природа которых отличается от рассмотренного выше автоколебательного процесса стационарной генерации. Уравнения, описывающие такие автоколебания, имеют вид

$$dm_z/dt = -\rho m_z h^2, \quad (20a)$$

$$dh^2/dt = -k m_z h^2, \quad (20b)$$

$$k = \eta_0 \gamma_n \omega_c T_2 \cos^2 \delta / 2.$$

Эта система получена из исходной системы (2) в случае, когда можно пренебречь единицей по сравнению с $T_2 m_z / T_R |m_{z0}|$ в уравнении (2b). Этого можно достичь уменьшением T_R путем увеличения Q или $|m_{z0}|$. Разделив (20a) на (20b), получаем $dm_z/dt = \rho/k$, откуда, считая, что в начальный момент при $h^2 = 0$ $m_z = -|m_{z0}|$, имеем

$$m_z = -|m_{z0}| + \rho h^2 / k. \quad (21)$$

Подставляя (21) в уравнение (20b), получаем уравнение, аналогичное уравнению первого приближения для амплитуды автоколебаний в генераторе ван-дер-Поля,

$$dh^2/dt = k |m_{z0}| h^2 (1 - \rho h^2 / k |m_{z0}|) \quad (22)$$

(см. (4.13) в [19]). С помощью (22) может быть получено и решение (20)

$$h^2 = \left(h_{st}^2 - h_N^2 \exp(k |m_{z0}| t) \right) / \left[h_{st}^2 - h_N^2 \left(1 - \exp(k |m_{z0}| t) \right) \right], \quad (23)$$

$$m_z = -|m_{z0}| (h_{st}^2 - h_N^2) / \left[h_{st}^2 - h_N^2 \left(1 - \exp(k |m_{z0}| t) \right) \right], \quad (24)$$

где

$$h_{st}^2 = (2\eta_0 \omega_c |m_{z0}| \cos^2 \delta) / \gamma_n.$$

Выражения (23) и (24) показывают, что при наличии «затравочного» случайного шумового поля h_{st}^2 система самовозбуждается, и поле стремится к стационарному значению, т.е. устанавливаются колебания с постоянной амплитудой h_{st}^2 . Это явление полностью аналогично автоколебаниям в генераторе ван-дер-Поля. Отметим, что в ситуации работ [13,14] амплитуда таких автоколебаний определяется выражением приблизительно

$$h_{st}^2 = 2\pi\hbar^2\eta_0 n(\Delta^2 + \omega_L^2)|\beta_{ss}(0)|/k_B,$$

что приблизительно в $[T_e/\tau_c(1-x_e)] \gg 1$ раз больше истинно стационарных автоколебаний с амплитудой (17).

Необходимо отметить, что, естественно, когда-то «завод» этих «часов» закончится и вышеописанная генерация прекратится.

Авторы выражают благодарность В.А. Ацаркину за ценные замечания.

Список литературы

- [1] Bloembergen N., Pound R.V. Phys. Rev. **95**, 1, 8 (1954).
- [2] Файн В.М. УФН **64**, 273 (1953).
- [3] Bösigler P., Brun E., Meier D. Phys. Rev. A **18**, 2, 671 (1978).
- [4] Киселев Ю.Ф., Прудкогляд А.Ф., Шумовский А.С., Юкалов В.И. Препринт ОИЯИ № 14-87-431. Дубна (1987).
- [5] Киселев Ю.Ф., Прудкогляд А.Ф., Шумовский А.С., Юкалов В.И. ЖЭТФ **94**, 2, 344 (1988).
- [6] Бажанов Н.А., Буляница Д.С., Ковалев А.И., Поляков В.В., Траутман В.Ю., Трифонов Е.Д., Шведчиков А.В. ФТТ **31**, 2, 206 (1989).
- [7] Kiselev Yu.F., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. Mod. Phys. Lett. **3**, 15, 1149 (1989).
- [8] Киселев Ю.Ф., Алискендеров Э.И. Письма в ЖЭТФ **51**, 1, 14 (1989).
- [9] Андреев А.В. УФН **160**, 12, 1 (1990).
- [10] Fokina N.P., Khutsishvili K.O., Chkhaidze S.G. Physica B **179**, 171 (1992).
- [11] Фокина Н.П., Хуцишвили К.О., Чхаидзе С.Г. ЖЭТФ **102**, 9, 1013 (1992).
- [12] Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М. (1972). С. 384.
- [13] Авагян Э.В., Ацаркин В.А., Демидов В.В. Письма в ЖЭТФ **45**, 3, 157 (1987).
- [14] Авагян Э.В. Канд. дисс. М. (1987).
- [15] Хакен Г. Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. М. (1980). С. 423.
- [16] Khutsishvili K.O., Chkhaidze S.G. Physica B **176**, 54 (1992).
- [17] Sleator T., Hahn E.L., Hilbert C., Clarke J. Phys. Rev. Lett. **55**, 17, 1742 (1985).
- [18] Bonifacio R., Lugiato L.A. Phys. Rev. A **11**, 5, 1507 (1975).
- [19] Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М. (1974). С. 503.