

КРИЗИСЫ ХАОТИЧЕСКОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФОНОНОВ И ОБОБЩЕННАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В НЕАВТНОМНОМ ПАРАМАГНИТНОМ ФАЗЕРЕ

Е. М. Гананольский, Д. Н. Маковецкий

В работе [1] экспериментально обнаружена резонансная дестабилизация процесса стимулированного излучения фононов в квантовом парамагнитном генераторе гиперзвука (фазере) с высокооборотным акустическим резонатором Фабри—Перо (АРФП), для которого $\tau_c \gg \tau_2$, где τ_c — время жизни фононов в АРФП без накачки, τ_2 — время поперечной спиновой релаксации. Эффект дестабилизации наблюдается при модуляции электромагнитной накачки фазера с частотой $\omega_m \approx |\nu_{\pm}| \approx 10^{-8}\Omega$, где ν_{\pm} — мнимые части неравных нулю ляпуновских показателей для стационарных состояний системы в двухуровневом “точечном” приближении [2, 3], Ω — частота излучаемых фононов. Важным условием для реализации этого нелинейного резонанса является большая инерционность коэффициента инверсии K из-за $\tau_1 \gg \tau_c$, где $\tau_1 \approx 0.1$ с — время продольной спиновой релаксации.

Если мощность накачки P уменьшить ниже порога самовозбуждения фазера P_{tr} , то нелинейный резонанс данного типа отсутствует, а бистабильность стимулированного излучения фононов носит регулярный характер [4]. С другой стороны, если при $P < P_{tr}$ инжектировать в АРФП внешний поперечно-неоднородный насыщающий гиперзвуковой сигнал, то как при $K < 0$, так и при $K > 0$ (в зависимости от расстройки по статическому магнитному полю H) наблюдается его квазистационарная самофокусировка [5]. В результате в АРФП возникает радиальный градиент акустического показателя преломления n , что фактически эквивалентно изменению эффективной геометрии АРФП. В генерирующем фазере подобные процессы существенно усложняются. Уже в первых экспериментах [1] по инъекции самофокусирующегося гиперзвукового сигнала с частотой $\Omega_{inj} \neq \Omega$ в периодически модулируемый по накачке фазер ($P > P_{tr}$, $\omega_m \approx |\nu_{\pm}|$) был обнаружен переход от хаотического режима излучения фононных импульсов к бистабильному регулярному режиму. Этот переход происходил при $\Omega_{inj} < \Omega(H)$, что соответствует $(\partial n(H, r))/(\partial r) < 0$ (r — радиальная координата) для случая $P < P_{tr}$ [5], т. е. двояковыпуклой эффективной геометрии АРФП в режиме фазерного усиления.

Поскольку Ω сильно зависит от H ($\partial\Omega/\partial H \approx 3$ МГц/Э), а величина H в свою очередь определяет условия самофокусировки инжектированного гиперзвукового сигнала, то целесообразно исследовать хаотическую динамику стимулированного излучения фононов не только при $H = H_0$, как это было в работе [1], но и при изменении $\Delta H \equiv H - H_0$ в широких пределах. Здесь резонансное значение H_0 соответствует вершине линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) накачки с частотой $\Omega_p = \Omega_p^{(0)} = 23$ ГГц [5, 6], где $\Omega_p^{(0)}$ — частота рабочей моды резонатора накачки.

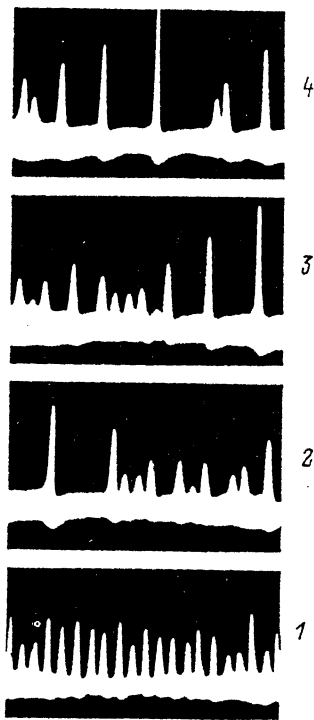


Рис. 1. Хаотическое стимулированное излучение фононных импульсов в периодически модулированном фазере при малых расстройках по H .

$\Delta_H = 1$ Э, $P = P_M$, $\tau_m = 1/120$ с; 1 — малые ($|\Delta_p| \approx 4$ МГц), 2 — большие ($|\Delta_p| \approx 30$ МГц) расстройки по каналу накачки. Фотосъемка осуществлялась в ждущем режиме при однократном запуске развертки осциллографа. Длительность развертки $t_{sc} \approx 1/6$ с.

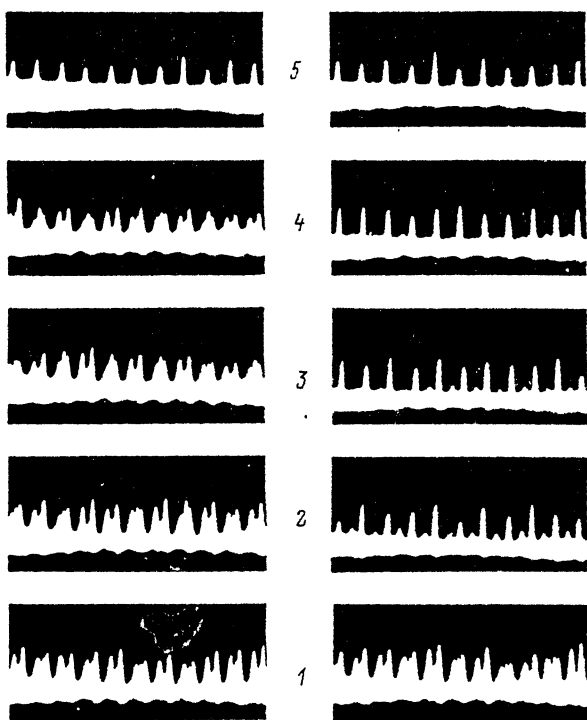


Рис. 2. Обобщенная бистабильность хаотических движений в фазере с периодически модулированной накачкой и инжектированным гиперзвуковым сигналом.

Стрелками показана последовательность регистрации осциллограмм, в левой колонке $(d\langle J_{inj} \rangle)/(dt) \geq 0$, в правой колонке $(d\langle J_{inj} \rangle)/(dt) \leq 0$. Фотосъемка осуществлялась в том же режиме, что и на рис. 1, но при $\Delta_H = 100$ Э. Интервал между регистрацией двух последовательных кадров не менее 60 с. Величина $\langle J_{inj} \rangle$ составляет $2^N \cdot 16$ мкВт/см², где N — номер осциллограммы.

В настоящей работе экспериментально исследованы временные зависимости интегральной интенсивности стимулированного излучения фононов $J_0(t)$ в рубиновом фазере при расстройках по H до $\Delta_H = 100$ Э, что почти на порядок превышает полуширину линии акустического парамагнитного резонанса (АПР) рубина $\Delta_{v_2} \approx 15$ Э при $P = 0$. В режиме свободной генерации при $P = P_M = 5$ мВт, $T = 1.8$ К условие $P_M > P_{tr}(H)$ выполняется вплоть до $|\Delta_H| \approx 150$ Э. Такой широкий диапазон рабочих полей H обусловлен значительным запасом по мощности накачки $10 \lg(P_M/(P_{tr}(H_0))) \geq 30$ дБ и более пологой, чем лоренцева, формой крыльев линии ЭПР в рубине [7].

При малых по сравнению с Δ_{v_2} расстройках по H ($\Delta_H = 1$ Э), отсутствии инжектированного сигнала и относительно небольших расстройках по Ω_p ($\Delta_p \approx -4$ МГц) модуляция накачки с частотой $\omega_m = 120$ Гц приводит к хаотическому стимулированному излучению фононных импульсов (рис. 1, осциллограмма 1) с несущей $\Omega = 9.16$ ГГц и псевдопериодом (1) τ_m , где $\tau_m = (2\pi) / \omega_m$, а скобки указывают, что данная величина не связана с периодическим (в смысле строгой повторяемости импульсов) движением.

В работе [1] было найдено, что при $\Delta_H = 0$ сканирование Δ_p в пределах нескольких МГц приводит к скачкообразным безгистерезисным переходам от движения фазерной системы на странном аттракторе непосредственно к периодическому (со строгим периодом $1\tau_m$) движению и обратно, что соответствует прямым и обратным кризисам 1-го рода [8]. При $\Delta_H = 1$ Э и тех же Δ_p сохраняется аналогичная картина: наблюдаются жесткие переходы типа "странный аттрактор с псевдопериодом (1) τ_m " предельный цикл с периодом $1\tau_m$ " без каких-либо промежуточных бифуркаций.

Однако при увеличении Δ_p до величин порядка 10 МГц и более в хаотических последовательностях импульсов стимулированного фононного излучения было обнаружено появление также ярко выраженных псевдопериодов $(M)\tau_m$, где $M = 2-5$ (рис. 1, осциллограммы 2-4). Так как в [1] уже наблюдались устойчивые предельные циклы фазера со строгими периодами $M\tau_m$ ($M > 1$), не связанные с каскадом Фейгенбаума, а возникающие в результате бифуркаций типа седло-узел [9], то появление указанных выше псевдопериодов в зависимостях $J_0(t)$ естественно интерпретировать как кризисы 2-го рода [8]. Действительно, прямые кризисы 2-го рода являются результатом столкновений странного аттрактора с неустойчивыми предельными циклами, рождающимися одновременно с указанными выше устойчивыми предельными циклами и имеющими те же периоды $M\tau_m$. Одним из результатов таких столкновений является нерегулярным образом повторяющаяся задержка импульсов стимулированного излучения на время, кратное τ_m [9-11], что и проявляется в форме псевдопериодов $J_0(t)$. Отметим, что какие-либо изменения бифуркационных значений Δ_p при обращении знака $(d\Delta_p)/(dt)$ нами не наблюдались, что характерно для кризисов второго рода [11].

В противоположность прямому кризису 1-го рода, ведущему к скачкообразному разрушению странного аттрактора, прямые кризисы 2-го рода приводят к расширению занимаемой странным аттрактором области фазового пространства. Соответствующее увеличение амплитуд фононных импульсов хорошо видно на рис. 1. Таким образом, при $\Delta_H \ll \Delta_{1/2}$, большой мощности накачки и отсутствии инжектированного сигнала обнаруженные нами бифуркации хаотического движения (кризисы 2-го рода) носят безгистерезисный характер и могут быть интерпретированы в рамках двухуровневой "точечной" модели стимулированного излучения для диссипативных систем лазерного типа [2, 3, 9-11].

Существенно иная картина бифуркаций стимулированного хаотического излучения фононов наблюдается при $\Delta_H \gg \Delta_{1/2}$ и инжекции внешнего гиперзвукового сигнала (параметры инжектированного сигнала в данной работе те же, что и в [1]). Здесь из-за относительно слабой накачки через далекое крыло линии ЭПР параметр K и производная dn/dr дважды изменяют знак на длине АРФП (совпадающей с длиной объемного резонатора накачки типа H_{011}). При этом области кристалла с $K < 0$ (вблизи зеркал АРФП) имеют и более длительное время продольной релаксации на частоте гиперзвукового сигнала, чем в случае $K > 0$ [12]. Другими словами, в фазерной системе появляются насыщающиеся поглотители с еще большей инерционностью, чем в активной области АРФП.

В этих условиях при $\Delta_H = 100$ Э, $\Delta_p = -4$ МГц и малой средней интенсивности инжектированного сигнала $\langle J_{inj} \rangle \approx 30$ мкВт/см² хаотическое излучение фазера наблюдалось нами в виде пачек импульсов с неупорядоченной последовательностью амплитуд и псевдопериодом (2) τ_m (рис. 2, осциллограммы 1). Увеличение $\langle J_{inj} \rangle$ при фиксированных значениях остальных управляющих параметров приводит, как было обнаружено, к возникновению обобщенной бистабильности хаотического стимулированного излучения фононов в форме сосуществования двух независимых странных аттракторов с широкой петлей гистерезиса по $\langle J_{inj} \rangle$. Наиболее характерные фрагменты гистерезисной петли для $J_0(t)$ приведены на рис. 2. Отчетливо видно, что на верхней (жесткой) ветви гистерезисной петли (рис. 2, осциллограммы 2-5 правой колонки и осциллограмма

5 левой колонки) изменения в характере излучения фоновых импульсов при сканировании $\langle J_{inj} \rangle$ проявляются достаточно заметно, тогда как на нижней (мягкой) ветви подобные изменения практически отсутствуют (рис. 2, осциллограмма 1—4 левой колонки и осциллограмма 1 правой колонки), что можно сопоставить с результатами анализа фазерной бистабильности в режиме усиления [4].

Скачкообразные переходы между показанными на рис. 2 ветвями хаотического излучения фоновых импульсов происходят соответственно при $\langle J_{inj} \rangle \uparrow \approx 400$ мкВт/см² и $\langle J_{inj} \rangle \downarrow \approx 50$ мкВт/см², причем явно выраженные скачки наблюдаются лишь в случае очень медленного сканирования $\langle J_{inj} \rangle$ ($(d\langle J_{inj} \rangle) / (dt) < 0.1$ дБ/с). При этом соответственно реализуются и скачкообразные изменения эффективной геометрии АРФП, которые можно объяснить с точки зрения модели конфигурационной бистабильности резонаторов [13].

Список литературы

- [1] Ганатольский Е. М., Маковецкий Д. Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 202—204.
- [2] Маторин И. И., Пиковский А. С., Ханин Я. И. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 10. С. 2096—2103.
- [3] Tredicce J. R., Arecchi F. T., Puccioni G. P. et al. // Phys. Rev. 1986. Vol. A34. N 3. P. 2073—2081.
- [4] Маковецкий Д. Н., Ворсуль К. В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 86—90.
- [5] Маковецкий Д. Н. Автореф. канд. дис. Харьков, 1984.
- [6] Ганатольский Е. М., Маковецкий Д. Н. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 1. С. 203—217.
- [7] Peskovatskii S. A. // Phys. Stat. Sol. 1971. Vol. B44. N 2. P. 543—550.
- [8] Grebogi C., Ott E., Romeiras F., Yorke J. A. // Phys. Rev. 1987. Vol. A36. N 11. P. 5365—5380.
- [9] Solari H. G., Eschenazi E., Gilmore R., Tredicce J. R. // Opt. Commun. 1987. Vol. 64. N 1. P. 49—53.
- [10] Dangoisse D., Glorieux R., Hennequin D. // Phys. Rev. 1987. Vol. A36. N 10. P. 4775—4791.
- [11] Meucci R., Poggi A., Arecchi F. T., Tredicce G. R. // Opt. Commun. 1988. Vol. 65. N 2. P. 151—156.
- [12] Маковецкий Д. Н. // УФЖ. 1985. Т. 30. № 11. С. 1737—1740.
- [13] Lee C. S., Osada H. // Opt. Lett. 1985. Vol. 10. N 5. P. 232—234.

Институт радиофизики и электроники
Харьков

Поступило в Редакцию
22 апреля 1991 г.

01
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТЕПЛА В РАБОТУ С ПОМОЩЬЮ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМ

А. С. Зильберглейт, Г. В. Скорняков

Введение

Наиболее эффективным способом преобразования тепла в работу, обладающим максимальным КПД, принято считать цикл Карно. В частности, преобразование тепла в работу может производиться с помощью упругих твердых тел. Их сжатие или растяжение в адиабатических условиях, вообще говоря, сопровождается изменением температуры. Этого вполне достаточно для использования таких тел в цикле Карно.

Однако существуют такие деформации, как изгиб, при которых одна часть упругого тела испытывает сжатие, а другая — растяжение таким образом, что температура тела не меняется. Суммарный механокалорический эффект обращается при этом в нуль, изотермы системы совпадают с адиабатами и никакого преобразования тепла в работу в цикле Карно происходить не будет. Конкретным