

07:08:09

Нелинейная динамика индуцированного излучения фононов в неавтономном акустическом квантовом генераторе при сверхнизкочастотной модуляции накачки

© Д.Н. Маковецкий

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
Харьков
E-mail: makov@ire.kharkov.ua

В окончательной редакции 6 февраля 2001 г.

Экспериментально обнаружен нелинейный резонанс в рубиновом акустическом квантовом генераторе, излучающем в области 10^{10} Hz при модуляции электромагнитной накачки в сверхнизкочастотном диапазоне. Резонанс проявляется в форме медленных регулярных самоперестроек микроволновых спектров индуцированного фононного излучения. Период самоперестроек T_{SD} сильно зависит от $\Delta_L \equiv \omega_m - \omega_L$, где ω_m — частота модуляции, ω_L — резонансная частота, изменяющаяся от 9.8 до ≈ 5 Hz при увеличении расстройки по магнитному полю от 0 до 60 Ое. Направление движения модового кластера по оси частот однозначно определяется знаком Δ_L . С понижением $|\Delta_L|$ до 0.05 Hz наблюдается возрастание периода самоперестроек до очень больших величин $T_{SD} > 100$ s. Эти крупномасштабные коллективные движения происходят на фоне мелкомасштабных низкочастотных хаотических колебаний интенсивности генерируемых фононных мод, причем ширины самих мод остаются практически столь же малыми (< 1 kHz), как и в автономном режиме.

Процессы регулярного и хаотического индуцированного излучения микроволновых фононов в многомодовом неавтономном акустическом квантовом генераторе были экспериментально обнаружены и исследованы [1–3] при $\omega_m \approx \omega_R \approx 20$ –300 Hz, где ω_m — частота модуляции накачки, ω_R — релаксационная частота автономной неравновесной акустической системы, зависящая от уровня накачки. Доминирование единственной компоненты $\exp(i\omega_R t)$ при переходных процессах в автономном акустическом квантовом генераторе отражает факт коллективного

характера многомодового индуцированного излучения [4,5] для квантовых генераторов класса B [6], акустическим аналогом которых является исследуемая система [1–3]. В результате при $\omega_m \approx \omega_R$ нелинейная динамика интегральной интенсивности многомодового фоннного индуцированного излучения $J_\Sigma(t)$ в неавтономном акустическом квантовом генераторе удовлетворительно описывается одномодовой моделью [6].

Вне области указанного низкочастотного нелинейного резонанса столь явно выраженное подчинение модовых переменных параметру порядка J_Σ нарушается. Действительно, уже для двухмодового режима квантового генератора класса B эволюция каждой из парциальных компонент $J_{1,2}(t)$ качественно отличается от $J_\Sigma(t)$ [5]. В частности, здесь может проявиться новый нелинейный резонанс с частотой $\omega_L \ll \omega_R$, связанный с межмодовым энергообменом. В настоящей работе впервые экспериментально обнаружен сверхнизкочастотный нелинейный резонанс в акустическом квантовом генераторе при $\omega_m \approx \omega_L \lesssim 10$ Hz, ведущий к многократному сужению микроволнового спектра фоннного излучения и к возникновению его медленных регулярных самоперестроек с еще более низкими частотами, сильно зависящими от параметра $\Delta_L \equiv \omega_m - \omega_L$.

Эксперименты были выполнены при $\omega_m = 2 - 20$ Hz на акустическом квантовом генераторе [1–3], имеющем частоту электромагнитной накачки $\Omega_P = 2.3 \cdot 10^{10}$ Hz и частоты мод фоннной генерации Ω_N , находящиеся в окрестности вершины инвертированной линии акустического парамагнитного резонанса $\Omega_S = 9.12 \cdot 10^9$ Hz. Поскольку скорость звука в нашей системе $\approx 10^6$ cm/s, то длины волн генерируемого микроволнового акустического поля близки к оптическим: $\lambda_N \approx 1$ μ m. Межмодовое расстояние равно $\Omega_N - \Omega_{N-1} = 3.1 \cdot 10^5$ Hz, а общее количество мод при мощности немодулированной накачки $P = 1.2 \cdot 10^{-2}$ W и добротности объемного резонатора накачки $Q_P = 10^4$ достигает $N_0^{\max} = 23$.

Основным элементом акустического квантового генератора является твердотельный микроволновый акустический резонатор Фабри–Перо, изготовленный из парамагнитного кристалла рубина ($\text{Al}_{2(1-x)}\text{O}_3 : \text{Cr}_{2x}^{3+}$, где $x \approx 3 \cdot 10^{-4}$) и имеющий добротность собственных мод $Q_N \approx 10^6$. На одном из акустических зеркал резонатора нанесена текстурированная пьезопленка ZnO для детектирования продольных акустических колебаний. Эти колебания возбуждаются парамагнитными ионами Cr^{3+} в кристаллической решетке при спиновых переходах $S_3 \rightarrow S_2$ за счет одновременной накачки переходов $S_1 \rightarrow S_3$ и $S_2 \rightarrow S_4$. Здесь

S_i — уровни основного спинового мультиплета, перенумерованные в порядке возрастания энергии. Все измерения были выполнены путем регистрации микроволновых спектров этих колебаний при температуре $\theta = 1.8$ К и в магнитных полях H на интервале $|\Delta H| \leq 100$ Ое, где $\Delta H = H - H_0$; $H_0 = 3920$ Ое. Вектор \mathbf{H} всегда был направлен под углом $54^\circ 44'$ к оптической оси рубина для обеспечения условия $S_3 - S_1 = S_4 - S_2$.

Особенностью данных экспериментов по сравнению с [1–3] является применение импульсного метода регистрации микроволновых акустических спектров. Суть метода состоит в следующем. Фононное индуцированное излучение, возникающее в кристалле, преобразуется пьезопленкой в электромагнитный сигнал, подаваемый на вход микроволнового спектроанализатора. В нормальном состоянии луч осциллографа, включенного на выходе спектроанализатора, заперт. И лишь на очень короткие отрезки времени $\Delta t_{str} \ll T_m$ (где $T_m \equiv 2\pi/\omega_m$) луч периодически отпирается стробирующими импульсами. Существенно, что период стробирования T_{str} всегда в точности равен периоду внешней силы T_m , модулирующей накачку. Соответственно в каждый из моментов отпираания луча на экране осциллографа высвечивается некоторый набор точек, показывающий мгновенное частотное распределение интенсивностей фононных мод.

Затвор фотоаппарата, регистрирующего эти наборы точек с экрана, остается открытым в течение длительного времени t_{reg} , заданного как $t_{reg} = nT_m$, где $n \gg 1$ (n — целое число). Следовательно, на фотопленке получится несколько наложенных друг на друга наборов точек. Если период колебаний интенсивности всех без исключения генерируемых мод совпадает с периодом внешней силы T_m , то зарегистрированный подобным образом стробоскопический спектр содержит, очевидно, по одной точке для каждой моды.

Иное дело в случае, когда колебания интенсивности генерируемых мод не синхронны с вынуждающей силой. Так, если имеет место удвоение периода колебаний для всех мод сразу, то количество точек на фотоснимке тоже удвоится. Особенно наглядной является картина разрушения периодичности индуцированного излучения — распределение точек становится хаотическим, теряется межмодовая корреляция и т. д.

Важно, что при этом можно получить не только качественную, но и количественную информацию о степени упорядоченности спектра, характере регулярных и нерегулярных перестроек модовой структуры и т. п. По сути указанный метод представляет собой не что иное, как

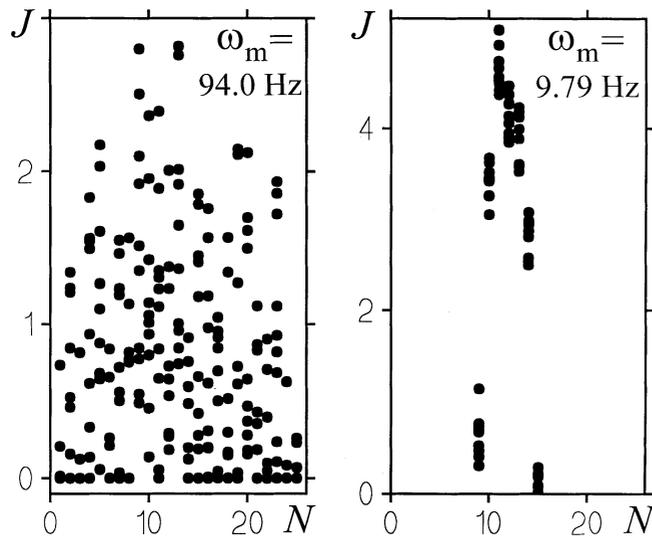


Рис. 1. Стробоскопические спектры микроволнового фононного индуцированного излучения при модуляции накачки в области низкочастотного (левая спектрограмма) и на вершине сверхнизкочастотного (правая спектрограмма) нелинейных резонансов. Здесь N — номер моды, J — мгновенное значение интенсивности индуцированного излучения, нормированное на интенсивность центральной (наиболее мощной) моды автономной генерации.

обобщение известного метода сечений Пуанкаре (см., например, [6]) на случай многомодовой системы. Главным преимуществом метода сечений Пуанкаре является наглядность, что в полной мере относится и к использованной нами модификации этого метода.

На рис. 1 показаны стробоскопические спектры фононного индуцированного излучения при $\omega_m = 94.0$ Hz (т.е. в области низкочастотного резонанса $\omega_m \approx \omega_R$) и при $\omega_m = \omega_L = 9.79$ Hz (на вершине обнаруженного сверхнизкочастотного резонанса). Измерения выполнены для $n = 10$. Хорошо видно, что низкочастотная дестабилизация генерации проявляется прежде всего в сильной хаотической амплитудной модуляции фононных мод (левая спектрограмма рис. 1). При этом происходит

и некоторое расширение спектра ($N_R^{(\max)} = 25$) по сравнению с автономным режимом. Изменение ω_m в пределах от 70 до 200 Hz не приводит к качественным изменениям общей картины генерации (что коррелирует с полученными ранее данными для $J_\Sigma(t)$ [1–3]).

В противоположность этому сверхнизкочастотная дестабилизация проявляется в многократном сужении спектра ($N_L^{(\max)} = 7$) на фоне значительно меньшей амплитудной модуляции мод (правая осциллограмма рис. 1). Но еще более существенным является возникновение периодических самоперестроек микроволнового фононного спектра при отклонении ω_m от вершины сверхнизкочастотного резонанса $\omega_L = 9.79$ Hz. Процесс самоперестройки заключается в последовательном перемещении области локализации этого относительно узкого модового кластера по оси частот при сохраняющейся локализации каждой из мод. Другими словами, происходит последовательное "воспламенение" новых мод по одну сторону кластера и "погасание" примерно такого же количества мод по другую его сторону — вплоть до полного срыва генерации на некотором финишном участке частотной оси. После этого обычно наступает непродолжительное состояние рефрактерности, по истечении которого происходит зажигание генерации на противоположном (стартовом) участке оси частот и весь процесс этих коллективных движений повторяется снова и снова с периодом $T_{SD} \gg T_m$.

На рис. 2 приведена серия спектрограмм при $\Delta_L = -0.23$ Hz, $\Delta_H = 0$. Интервал $T_E \approx 2.5$ s между последовательными экспозициями E_K для рис. 2 выбран, в отличие от рис. 1, гораздо более продолжительным, чем T_m . При указанном выше значении Δ_L период самоперестроек составляет $T_{SD} \approx 14$ s. Величина T_{SD} , как выяснилось из дальнейших экспериментов, сильно зависит как от модуля, так и от знака Δ_L , изменяясь от величин порядка десятых долей секунды при $|\Delta_L| \approx 1$ Hz до очень больших значений $T_{SD} > 100$ s при $|\Delta_L| < 0.05$ Hz. Направление движения модового кластера определяется знаком расстройки Δ_L — если обозначить виртуальную вершину кластера как Ω_B , то выполняется $\text{sgn}(d\Omega_B/dt) = -\text{sgn}\Delta_L$.

Аналогичный характер самоперестроек микроволновых фононных спектров в области обнаруженного сверхнизкочастотного резонанса в целом сохраняется для довольно широкого диапазона Δ_H , причем в области $|\Delta_H| < 10$ Oe даже сама величина ω_L практически не изменяется, оставаясь близкой к 9.8 Hz. И только при дальнейшей

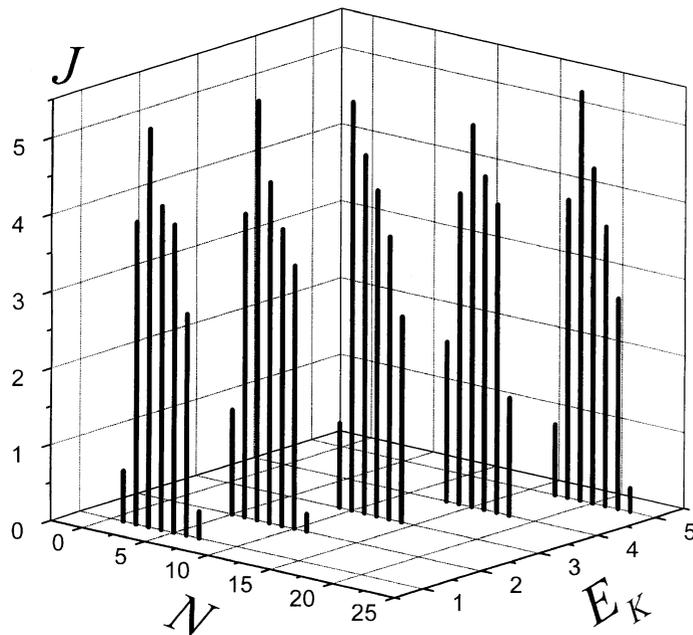


Рис. 2. Серия микроволновых спектрограмм фоновно индуцированного излучения при малой расстройке ($\Delta_L = -0.23$ Hz) частоты модуляции относительно вершины сверхнизкочастотного резонанса. Здесь E_K — номера последовательных экспозиций при регистрации спектрограмм с интервалом $T_E \approx 2.5$ s, остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

расстройке спин-системы по магнитному полю (где даже в автономном акустическом квантовом генераторе наблюдаются малоисследованные особенности генерации [7]) резонансная частота ω_L начинает заметно уменьшаться (примерно вдвое при $|\Delta_H| \approx 60$ Oe). При этом из-за ослабления накачки, идущей теперь через крыло линии парамагнитного резонанса, интенсивность индуцированного излучения падает более чем на порядок. Изменение знака Δ_H не приводит к какому-либо изменению процесса самоперестроек — в отличие от указанного выше случая изменения знака Δ_L .

В целом динамика описанных коллективных движений позволяет провести некоторую аналогию с автоволнами [8]: наблюдавшиеся нами движущиеся спектральные структуры (как и обычные автоволны) в определенных пределах не зависят от возмущения тех или иных управляющих параметров, являясь, по-видимому, результатом самоорганизации в открытой диссипативной системе акустического квантового генератора. Энергия внешнего возбуждения (в нашем случае поля накачки) расходуется на поддержание этого состояния, а избирательные внешние воздействия, по существу, лишь запускают те или иные внутренние процессы, перестраивающие поведение системы. И хотя наблюдавшиеся нами движения происходят в спектральном "пространстве", они, естественно, отображают соответствующие процессы в реальном, физическом пространстве распределенной активной системы акустического квантового генератора.

Подчеркнем, что описанные выше самоперестройки фононных спектров в неавтономном акустическом квантовом генераторе, как и наблюдавшиеся недавно нелинейные явления в электромагнитных лазерах [9] и в автономном акустическом квантовом генераторе [7,10], носят существенно нетепловой характер. Хотя низшие характерные частоты наблюдавшихся в данной работе движений и лежат в миллигерцовом диапазоне, все эти движения обусловлены самовоздействием микроволнового поля через спин-систему парамагнетика в отсутствие так называемого эффекта фононного горла [11] (и его следствия — фононной лавины [12]), т.е. перегрева стохастической фононной подсистемы в спектральной области $\approx 10^8$ Hz, которая соответствует ширине линии акустического парамагнитного резонанса рубина на переходе $S_2 \leftrightarrow S_3$. Наблюдавшиеся частоты хаотической амплитудной модуляции лежат ниже 10^3 Hz, а микроволновые моды индуцированного фононного излучения остаются очень узкими ($\Delta\Omega_N < 10^{-7}\Omega_N$) как при $\omega_m \approx \omega_R$, так и при $\omega_m \approx \omega_L$. В этом плане поведение нашей системы качественно отличается от оптических квантовых генераторов класса А, где имеет место крупномасштабное разрушение когерентности индуцированного излучения по типу гидродинамической турбулентности [13,14].

Автор благодарен Е.Д. Маковецкому и С.Д. Маковецкому за неоценимую помощь в компьютерной обработке экспериментальных данных.

Список литературы

- [1] Ганапольский Е.М., Маковецкий Д.Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 10. С. 202–204.
- [2] Ганапольский Е.М., Маковецкий Д.Н. // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 2. С. 187–190.
- [3] Ганапольский Е.М., Маковецкий Д.Н. // Докл. НАН Украины. 1993. № 6. С. 69–73.
- [4] Weisenfeld K., Bracicowski C., James G., Roy R. // Phys. Rev. A. 1990. V. 65. N 14. P. 1749–1752.
- [5] Georgiou M., Mandel P. // IEEE J. Quantum Electronics. 1994. V. QE-30. N 3. P. 854–859.
- [6] Самсон А.М., Котомцева Л.А., Лойко Н.А. Автоколебания в лазерах. Минск: Наука и техника, 1990. 280 с.
- [7] Ганапольский Е.М., Маковецкий Д.Н. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 21. С. 65–69.
- [8] Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [9] Маковецкий Д.Н., Лавринович А.А., Черпак Н.Т. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 5. С. 101–105.
- [10] Маковецкий Д.Н. // Радиофизика и электроника. 1999. Т. 4. № 2. С. 91–98.
- [11] Антупин А.А., Ливанова Л.Д., Федий А.А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 6. С. 1783–1789.
- [12] Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Хабибулин Б.М. Импульсная оптическая и акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1988. 224 с.
- [13] Staliunas K., Weiss C.O. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1995. V. 12. N 6. P. 1142–1149.
- [14] Weis C.O., Vaupel M., Staliunas K., Slekyš G., Taranenka V.B. // Appl. Phys. B. 1999. V. 68. N 2. P. 151–168.