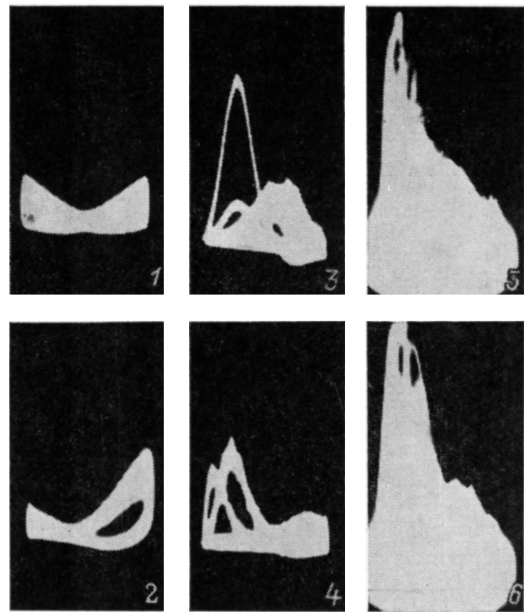


РЕГУЛЯРНОЕ ДВИЖЕНИЕ И ХАОС В КВАНТОВОМ ПАРАМАГНИТНОМ ГЕНЕРАТОРЕ ГИПЕРЗВУКА С ИНЖЕКТИРОВАННЫМ АКУСТИЧЕСКИМ СИГНАЛОМ И МОДУЛИРОВАННОЙ НАКАЧКОЙ

Е. М. Ганапольский, Д. Н. Маковецкий

Квантовый парамагнитный генератор гиперзвука (фазер) [1, 2], действие которого основано на явлении стимулированного излучения фононов активными центрами в гиперзвуковом резонаторе, представляет собой акустический аналог оптических (лазерных) систем, резонансная дестабилизация которых на частотах, близких к релаксационным, может приводить к возникновению детерминированного хаоса [3-5]. В настоящей работе экспериментально обнаружено возникновение акустического хаоса при генерации гиперзвука в рубиновом фазере с модулированной накачкой и подавление хаоса поперечно-неоднородным инжектированным акустическим СВЧ сигналом.

Основным элементом фазера является гиперзвуковой резонатор Фабри—Перо, изготовленный из монокристалла розового рубина [2]. На одно из акустических зеркал гиперзвукового резонатора нанесена текстурированная пьезопленка ZnO с подслоем Al, служащая для регистрации возникающего в гиперзвуковом резонаторе акустического СВЧ поля (продольного гиперзвука), обусловленного стимулированным излучением фононов при накачке электронной спин-системы ионов Cr^{3+} . С помощью пьезопленки в гиперзвуковой резонатор может быть инжектирован и внешний акустический СВЧ сигнал, не связанный со стимулированным излучением фононов. В гиперзвуковом резонаторе, нагруженном пьезопленкой, эхо-



нагруженном пьезопленкой, эхо-

Рис. 1. Проекция фазовых портретов квантового генератора гиперзвука на плоскость (V_m, J) .

1 — $(\omega_p^c - \omega_p^0) = 0$, 2 — $(\omega_p^c - \omega_p^0) < |\Delta p|$, 3-6 — $(\omega_p^c - \omega_p^0) > |\Delta p|$. Время экспозиции: 1, 2 — 1/8; 3, 4 — 1/30; 5, 6 — 1/2 с. Магнитное поле $H_0 = 3960$ Э направлено под углом $54^\circ 44'$ к оси с рубина. Коэффициент усиления регистрирующей аппаратуры на осциллограммах 1 и 2 в 4 раза больше, чем на осциллограммах 3-6.

импульсным методом на частоте, близкой к частоте фазерной генерации $\Omega = 9.16$ ГГц, была получена оценка времени затухания собственных колебаний $\tau_c \approx 10^{-6}$ с при температуре $T = 1.8$ К. При этой же температуре выполнялись все описанные ниже эксперименты.

Параметр накачки A генерирующего перехода $E_2 - E_3$ спин-системы достигал значения $A = 1.5$ при мощности накачки $P \approx 0.05$ мВт и практически не зависел от мощности накачки при ее дальнейшем повышении до $P_0 = 5$ мВт (частота накачки составляла $\Omega_p^0 = 23$ ГГц). С учетом того что в нашей системе время продольной релаксации $\tau_1 = 0.2$ с [6], используя известную формулу для релаксационной частоты [3] $\omega_R = [(A-1)/\tau_1 \tau_c]^{1/2}$, находим, что резонансная дестабилизация системы должна наблюдаться при частотах модуляции $\omega_m \approx 10^2$ Гц.

В настоящей работе осуществлялась модуляция по каналу накачки, для чего на отражатель клистрона накачки подавалось синусоидальное напряжение с амплитудой U_m , вызывающее периодическое отклонение частоты генерации клистрона от частоты резонатора накачки. Когда это отклонение превышало полосу пропускания резонатора накачки (при $U_m > 0.3$ В), накачка фазера приобретала прерывистый характер в виде регулярной последовательности импульсов, длительность которых τ_p определялась частотой и напряжением модуляции. Поскольку в пределах 20 дБ параметр A не зависит от средней мощности накачки, то укорочение τ_p с возрастанием U_m не приводило к уменьшению ω_R . Однако при

этом существенно изменялся характер фазерного излучения. С увеличением U_m в области частот $\omega_1 < \omega_m < \omega_2$, где $\omega_1 = 20-40$ Гц, $\omega_2 = 210-270$ Гц, наблюдался каскад удвоений периода колебаний интенсивности генерируемого спин-системой гиперзвука J , типичный при реализации сценария Фейгенбаума. При $\omega_m = 200$ Гц было найдено, что точка сгущения последовательности удвоений соответствует напряжению $U_m = U_m^* = 5.4$ В, а в области $U_m^* < U_m < 5.7$ В наблюдалось хаотическое излучение гиперзвуковых импульсов. Наконец при $U_m > 5.7$ В происходил возврат к регулярному движению сначала с периодом $2\tau_m$ (где $\tau_m = 2\pi/\omega_m$), а при $U_m > 6$ В — с периодом τ_m . Важно отметить, что в этих экспериментах модуляция накачки носила симметричный характер, так как при $U_m = 0$ постоянное напряжение отражателя клистрона накачки U соответствовало условию $\Omega_p^0 = \omega_p^c$, где ω_p^c — частота резонатора накачки, т. е. интервал между импульсами с различными знаками $d\Omega_p/dt$ при $U_m \neq 0$ всегда был равен $\tau_m/2$.

Существенно иная картина перехода от регулярного излучения гиперзвука к хаотическому наблюдалась при $\Omega_p^0 \neq \omega_p^c$ и неизменных параметрах модуляции U_m и ω_m , когда нарушается симметрия последовательности импульсов накачки с различными знаками $d\Omega_p/dt$. Нами были экспериментально исследованы проекции фазовых портретов генерирующей системы на плоскость (V_m, J) , где $V_m = U_m \cos \omega_m t$. Эксперименты проводились при $U_m = 10$ В, $\omega_m = 120$ Гц, $P = 0.9$ мВт. Сканирование Ω_p^0 относительно точки ω_p^c осуществлялось путем медленного изменения U по линейному закону ($|dU/dt| \leq 10$ мВ/с). На осциллограмме 1 (рис. 1) показана проекция фазового портрета генератора гиперзвука в установившемся

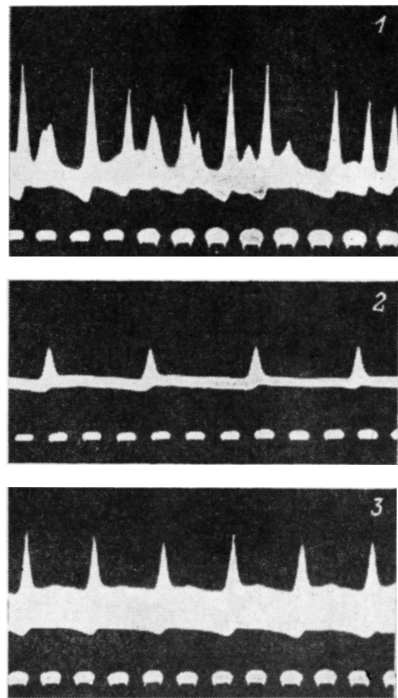


Рис. 2. Влияние инжектированного гиперзвукового сигнала на излучение генератора гиперзвука с периодически модулированной накачкой.

1 — хаотическое излучение при отсутствии инжектированного сигнала; 2, 3 — регулярное излучение при инжекции гиперзвука с частотой $\Omega_{inj} = \Omega$ 45 МГц. Все осциллограммы получены при $\omega_p^c - \Omega_p^0 \approx 20$ МГц и времени экспозиции 1/2 с. Коэффициент усиления регистрирующей аппаратуры на осциллограмме 3 в 4 раза больше, чем на осциллограммах 1 и 2. Пунктир — период модуляции накачки.

режиме при точной настройке источника накачки в резонанс ($\Omega_p^0 = \omega_p^c$). Эта картина соответствует периодической симметричной модуляции величины J импульсами накачки, следующими с интервалом $\tau_m/2$. При отклонении Ω_p^0 от ω_p^c в пределах менее ± 3.5 МГц модуляция фазерного излучения остается периодической, хотя форма проекции предельного цикла заметно изменяется по сравнению со случаем $\Omega_p^0 = \omega_p^c$ (рис. 1, осциллограмма 2). Однако при достижении одной из критических точек $\tilde{\Delta}_p \equiv \omega_p^c - \Omega_p^0 = \pm 3.5$ МГц характер модуляции генерируемого излучения резко изменяется: амплитуда колебаний возрастает почти на порядок, а периодическое движение сменяется хаотическим (рис. 1, осциллограммы 3-6). Интервал частот Δ_p^* , в котором осуществляется этот переход, оказался очень узким $\Delta_p^* \ll 0.2$ МГц, причем какие-либо бифуркации, соответствующие «мягким» сценариям возникновения хаоса [7], здесь не наблюдались.

Проекция траекторий генерирующей акустической системы на плоскость (V_m, J) , показанные на осциллограммах 3, 4 (рис. 1), получены при времени экспозиции $t_e = 4\tau_m$ с интервалом 2 с между фотосъемкой; хорошо виден хаотический характер движения системы в фазовом пространстве. В то же время осциллограммы 5, 6 (рис. 1), зарегистрированные с экспозицией $t_e = 60\tau_m$ и с интервалом между съемкой 100 с, демонстрируют ограниченность области фазового пространства, занятой этими траекториями. Изменение мощности накачки и статического магнитного поля соответственно на ± 2 дБ и ± 0.5 Э не приводило к существенному изменению границ указанной области, что свидетельствует о ее устойчивости относительно малых возмущений параметров системы. Таким образом, хотя переход к хаосу в данном случае и отличается от классических сценариев [7] большей степенью жесткости, достаточно убедительным представляется предположение, что и при $\Omega_p^0 \neq \omega_p^c$ хаотическое излучение

фазера соответствует детерминированному движению на странном аттракторе. По-видимому, при $|\omega_p^c - \Omega_p^0| \approx 3.5$ МГц здесь реализуется переход к хаосу типа кризиса [8].

Резкие изменения в характере фазерного излучения в случае $\omega_p^c - \Omega_p^0 \neq 0$ наблюдались также при воздействии на спин-систему инжектированного акустического сигнала. Инжекция продольного гиперзвука осуществлялась акустической антенной диаметром 0.5 мм в виде прямоугольных импульсов длительностью 1 мкс и скважностью 10^2 . Средняя интенсивность инжектированного гиперзвука на оси резонатора составляла $\langle J_{inj} \rangle = 3$ мВт/см². На рис. 2 представлены осциллограммы фазерного излучения при $U_m = 5$ В, $\omega_m = 120$ Гц, $P = 0.9$ мВт. В случае отсутствия инжектированного сигнала (осциллограмма 1) имеет место описанный выше хаотический отклик фазера на периодическую модуляцию накачки. При инжекции внешнего гиперзвука с частотой $\Omega_{inj} = \Omega - \Delta_{inj}$ ($\Delta_{inj} = 35 - 50$ МГц) наблюдается переход к регулярному отклику с периодом $3\tau_m$ (осциллограмма 2) или $2\tau_m$ (осциллограмма 3), причем указанный характер регулярного движения реализуется в зависимости от величины $\omega_p^c - \Omega_p^0$ с гистерезисом в интервале около 1 МГц. Уменьшение $\langle J_{inj} \rangle$ на 16—18 дБ приводило к возврату в режим хаоса.

В этом эксперименте обращает на себя внимание то обстоятельство, что переход от хаоса к регулярному излучению генератора гиперзвука происходит при тех же самых условиях, когда имеет место инерционная самофокусировка гиперзвука [6]. Поэтому можно предположить, что возникающее под действием самофокусирующегося инжектированного сигнала аксиально-симметричное распределение фазовой скорости гиперзвука в кристалле рубина [6] приводит к существенному перераспределению собственных мод акустического резонатора и влечет за собой изменение областей притяжения различных аттракторов в фазовом пространстве генерирующей системы.

Список литературы

- [1] Ganapolskii E. M., Makovetskii D. N. // Sol. St. Commun. 1974. Vol. 15. N 8. P. 1249—1252.
- [2] Ганопольский Е. М., Маковецкий Д. Н. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 1. С. 203—217.
- [3] Tredicce J. R., Arecchi F. T., Pusciano G. P. et al. // Phys. Rev. 1986. Vol. A34. N 3. P. 2073—2081.
- [4] Маторин И. И., Пиковский А. С., Ханин Я. И. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 10. С. 2096—2103.
- [5] Самсон А. М., Туровец С. И. // ЖПС. 1988. Т. 48. № 3. С. 384—391.
- [6] Ганопольский Е. М., Маковецкий Д. Н., Кенингсберг Н. Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 12. С. 3655—3659.
- [7] Эрман Ж. П. // Синергетика. М.: Мир, 1984. С. 190—219.
- [8] Meucci R., Poggi A., Arecchi F. T., Tredicce J. R. // Opt. Commun. 1988. Vol. 65. N 2. P. 151—156.

Институт радиопизики и электроники АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
12 сентября 1988 г.

04; 05

Журнал технической физики, т. 59, в. 10, 1989

ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДНИК И ОТРАЖЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

В. Г. Носов, А. И. Франк

Помещенный в магнитное поле B_0 сверхпроводник по-разному отражает нейтроны, поляризованные по и против поля. Измеряя поляризационное отношение $X = R_+/R_-$ коэффициентов отражения, можно определять глубину проникновения Λ . Закон убывания поля внутрь образца считается лондоновским [1]

$$B = B_0 e^{-x/\Lambda}. \quad (1)$$

До сих пор использовались (см., например, [2]) тепловые нейтроны, а для снижения нормального к поверхности волнового числа k применялась касательная геометрия. Использо-