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/см^2. 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] *Ганапольский Е. М., Маковецкий Д. Н.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 1. С. 203—217.
[3] *Tredicce J. R., Arecchi F. T., Pucciono 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] *Ганапольский Е. М., Маковецкий Д. Н., Кенингсберг Н. Л.* // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 12. С. 3655—3659.
[7] *Экман 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 радиофизики и электроники АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
12 сентября 1988 г.

01; 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]

$$B = B_0 e^{-x/\Lambda}. \tag{1}$$

До сих пор использовались (см., например, [2]) тепловые нейтроны, а для снижения нормального к поверхности волнового числа k применялась касательная геометрия. Использование очень холодных нейтронов (ОХН) позволит осуществить опыт в геометрии нормального падения, существенно менее критичной к шероховатостям поверхности.

Цель данной работы — теоретический анализ опытов такого рода. Теория явления учитывает многообразие возможных экспериментальных условий.

Реально для реверса поляризации нейтронов служит некий флиппер. Если он удален от образца так, что там поле пренебрежимо мало еще, то у его поверхности изменение местного волнового числа оказывается максимальным. Аналогичная ситуация имеет место при любом расположении флиппера, содержащего только статические магнитные поля, в консервативном случае полная энергия нейтрона сохраняется. Внутри сверхпроводника

$$\frac{d^2\psi_\pm}{dx^2}+\left(k_1^2\pm\varkappa^2e^{-x/\Lambda}\right)\psi_\pm=0,$$

$$\varkappa^2=\frac{2m}{\hbar^2}\mu B_0 \qquad k_1=\sqrt{k^2-k_0^2} \qquad k_0^2=\frac{2m}{\hbar^2}U. \tag{2}$$

Здесь знак «—» соответствует направлению спина по полю; k — свободное волновое число, отвечающее сохраняющейся полной энергии; U — средний ядерный потенциал для нейтронов в веществе.

Уравнение Шредингера (2) решается точно. Однако, имея в виду поля $B_0\lesssim 1$ кГс, здесь удобнее применить теорию возмущений. Сшивая затем внутреннюю волновую функцию $\psi_\pm$ с внешней, находим поляризационное отношение

$$X=1+\frac{4\mu B_0}{U}\frac{k_1}{k}\frac{1-4k_0^2\Lambda^2}{1+4k_1^2\Lambda^2} \tag{3}$$

в линейном по полю приближении. Эффект может иметь в принципе любой знак, хотя фактически в большинстве случаев, по-видимому, $k_0\Lambda\gtrsim 1$.

Если же реверс осуществляется радиочастотным флиппером непосредственно в поле B_0, то волновое число k падающих нейтронов не зависит от поляризации. Тогда различаются значения полной энергии за счет обмена энергией с переменным электромагнитным полем, и при $x\to\infty$ волновые числа $k'_\pm=\sqrt{k_1^2\mp\varkappa^2}$ тоже получаются разные. Путем аналогичных выкладок приходим к

$$X=1+\frac{4\mu B_0}{U}\frac{k}{k_1}\frac{1}{1+4k_1^2\Lambda^2} \qquad \frac{\mu B_0}{U}\frac{k}{k_1}\ll 1. \tag{4}$$

Даже в консервативном случае волновые числа на правой бесконечности могут различаться за счет отклонения геометрии от нормальной. Очевидно, для нормальной составляющей движения $k_\pm=\sqrt{k^2\pm\varkappa^2\cos^2\theta}$ у поверхности, тогда как $k'_\pm=\sqrt{k_1^2\mp\varkappa^2\sin^2\theta}$. Здесь θ — угол падения. Это дает

$$X=1+\frac{4\mu B_0}{U}\left\{\frac{k_1}{k}\cos^2\theta+\frac{k}{k_1}\sin^2\theta-\frac{4kk_1\Lambda^2}{1+4k_1^2\Lambda^2}\right\}. \tag{5}$$

В самом общем случае параметр $\cos\theta$ характеризует как геометрию эксперимента, так и механизм флиппирования. При $\theta\ll k_1/k$ возвращаемся к формуле (3). В «касательном» случае $(\pi/2)-\theta\ll 1$ переходим к формуле (4).

Благодарим А. М. Камчатнова, С. В. Масаловича, А. П. Сереброва и В. П. Смилгу за дискуссии.

Список литературы

[1] *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Статистическая физика. М.: Наука, 1978. Ч. 2. 210 с.
[2] *Felcher G. P., Kampwirth R. T., Gray K. E., Felici R.* // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 17. P. 1539—1542.

Поступило в Редакцию
9 сентября 1988 г.