

## ГИГАНТСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОРОГА ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ НАКАЧКИ В МАГНЕТИКАХ ПРИ БИГАРМОНИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОЛЯ

В.И.Ожогин, А.Ю.Якубовский, С.М.Сулейманов

Изменение временной фазы параметрической магнонной пары определяется таким же нелинейным уравнением, как и изменение разности фаз волновых функций спаренных сверхпроводящих электронов в джозефсоновском переходе. Опыты с ВЧ модуляцией магнитного поля при параллельной СВЧ-накачке ядерноподобных магнонов в антиферромагнетике  $\text{CsMnF}_3$  обнаруживают аномалии в поведении порога накачки, ожидавшиеся исходя из этой математической аналогии.

Высокочастотная модуляция внешнего магнитного поля ( $H = H_0 + H_m \cos \Omega t$ ) в опытах по параметрическому возбуждению магнонов в магнитоупорядоченных кристаллах увеличивает пороговое значение  $h_c$  амплитуды СВЧ-накачки ( $h_{\parallel} = h \cos \omega_p t$ ). Наиболее интересная для анализа ситуация возникает при так называемой "быстрой" модуляции, когда волновой вектор  $\mathbf{k}$  возбужденной магнонной пары  $\omega_k$  и  $\omega_{-k}$  не успевает подстраиваться к условию  $2\omega_k(H) = \omega_p$  [1]. Действие модулирующего поля при этом сводится к модуляции частоты магнонов:

$$\omega_k = \omega_p/2 + (\partial \omega_k / \partial H)_{H_0} H_m \cos \Omega t \quad (1)$$

и, следовательно, к вариациям временной фазы  $\Psi_k$  магнонной пары. Фаза  $\Psi_k$  определяется как сумма фаз  $\phi_k$  и  $\phi_{-k}$  отдельных магнонов пары и представляет собой не что иное, как фазовый сдвиг колебаний продольной намагниченности образца  $\tilde{\mu}_{\parallel} = -\mu_a \cos(\omega_p t + \Psi_k)$  относительно накачки. Как легко показывается, амплитуда  $\mu_a$  пропорциональна числам заполнения  $n_k$  для параметрических магнонов, эволюция которых при  $h \approx h_c$  в первом приближении описывается уравнениями [2]:

$$\dot{n}_k / n_k = -2\gamma_k + 2hV_k \sin \Psi_k, \quad (2a)$$

$$\dot{\Psi}_k = (2\omega_k - \omega_p) + 2hV_k \cos \Psi_k. \quad (2b)$$

Из (2a) при  $\dot{n}_k = 0$  следует известное соотношение  $h_c = h_{c0} / \sin \Psi_k$ , где  $h_{c0} \equiv \gamma_k / V_k$ ,  $\gamma_k$  — частота релаксации магнонов, а  $V_k$  описывает связь пары с накачкой. Наличие  $\sin \Psi_k$  в (2a) было экспериментально проверено в [3]. Нетривиальный характер второго из уравнений (2) определяется нелинейным слагаемым  $2hV_k \cos \Psi_k$  и, если это уравнение правомерно, может привести к интересным физическим следствиям.

Положим  $\theta \equiv \pi/2 - \Psi_k$  и перепишем (2b) в виде

$$d\theta / d\tau + \sin \theta = a \cos \omega \tau, \quad (3)$$

где  $\tau \equiv 2hV_k t$ ;  $\omega \equiv \Omega / 2hV_k$ ;  $a \equiv -(\partial \omega_k / \partial H)_{H_0} / hV_k$ . При слабой модуляции, т. е. при  $|a| \ll \sqrt{1 + \omega^2}$ , когда  $\theta \ll 1$ , выводим:

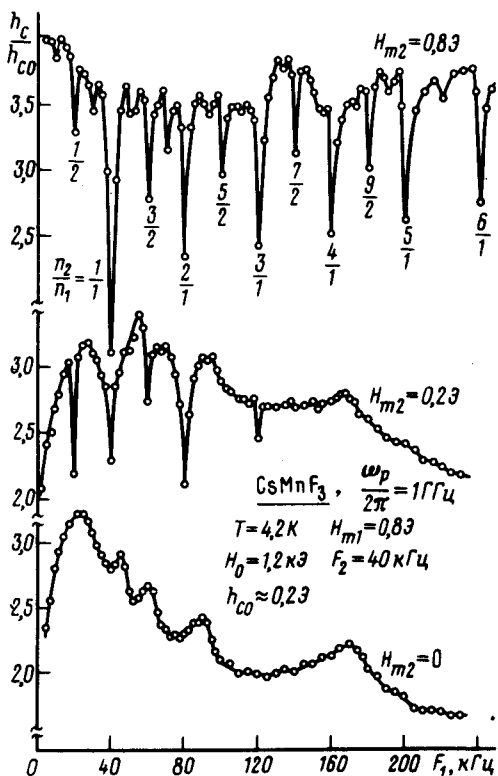
$$h_c / h_{c0} = \langle \sin \Psi_k \rangle^{-1} = \langle \cos \theta \rangle^{-1} \approx 1 + H_m^2 (\partial \omega_k / \partial H)^2 / (\Omega^2 + 4\gamma_k^2), \quad (4)$$

т. е. выражение, полученное в [1] и проверенное в [1] и [4] ( $\langle \dots \rangle$  оз-

начает усреднение по времени  $t \gg 2\pi/\Omega$ . При невыполнении условия слабости модуляции, а именно при

$$H_m \geq \sqrt{h^2 + \Omega^2/4} V_k^2 / 2 \quad (5)$$

зависимость  $\theta(t)$ , а следовательно и  $h_c(\Omega)$ , может оказаться весьма интересной. Это тем более так, что нелинейное уравнение (3) совпадает с уравнением для разности фаз волновых функций спаренных сверхпроводящих электронов по обе стороны от джозефсоновского перехода (без смещения) [5], подвергнутого действию гармонического электрического напряжения. В частности, при *бигармоническом* воздействии на переход со смещением  $V$  в его вольт-амперной характеристике имеется большое число ярко выраженных особенностей при смещениях  $V \approx \pm \pi(n_1\Omega_1 \pm n_2\Omega_2)/2e$ , определяемых комбинационными частотами [6].



Зависимости относительного увеличения порога  $h_c/h_{c_0}$  ( $h_{c_0} \approx 0,23$  — порог без модуляции) от частоты  $F_1$  первого модулирующего поля при фиксированной частоте  $F_2 = 40$  кГц второго и фиксированной амплитуде модуляции  $H_{m1} = 0,83$  первого. Постоянное поле  $H_0 = 1,2$  кЭ параллельно легкой плоскости монокристаллического  $\text{CsMnF}_3$ , температура  $T = 4,2$  К. Пики на нижней кривой объяснены в [7]

Возможность выполнить условие (5) наиболее просто реализовать при параллельной накачке ядерноподобных магненов в легкоплоскостном антиферромагнетике (например, в  $\text{CsMnF}_3$  — см. [7]), так как для этих магненов  $\gamma_k/2\pi \sim 10^4$  Гц и  $2V_k = \partial\omega_k/\partial H \sim \gamma_e/25$  ( $\gamma_e$  — магнитомеханическое отношение для электрона). Поэтому экспериментальное изучение влияния *бигармонической* модуляции поля на пороговую амплитуду накачки мы провели на монокристалле  $\text{CsMnF}_3$  в диапазоне температур 1,9...4,2 К при непрерывной накачке на частоте  $\omega_p/2\pi = 1000$  МГц. Образец помещался в центр спирального полуволнового проходного резонатора диаметром 6 мм с нагруженной добротностью

~300. Связь резонатора с подводщими коаксиалами осуществлялась штырями, расположенными у противоположных торцов спирали. Бигармоническая модуляция магнитного поля на частотах  $F_1$  и  $F_2$  ( $F \equiv \Omega/2\pi$ ) создавалась внешней катушкой диаметром ~2 см, через которую пропускались токи от двух параллельно включенных генераторов звуковой частоты. Порог параметрического возбуждения ядерных магненов регистрировался с относительной точностью 1% с помощью чувствительного анализатора спектра детектированного сигнала.

Для измерения амплитуд  $H_{m1}$  и  $H_{m2}$  последовательно с катушкой модуляции был включен эталонный резистор, сигнал с которого наблюдался на экране второго анализатора спектра. Отсутствие в этом сигнале каких-либо спектральных компонент помимо  $F_1$  и  $F_2$  свидетельствует об отсутствии заметных нелинейностей в схеме модуляции.

Измерялось относительное увеличение порога параметрического возбуждения ядерных магненов в зависимости от частоты  $F_1$  первого модулирующего поля при фиксированных значениях  $H_{m1}$ ,  $H_{m2}$  и  $F_2$ . На рисунке показано, как модифицируется частотная зависимость относительного увеличения порога по мере увеличения  $H_{m2}$ . Положение многочисленных глубоких минимумов удивительно хорошо описывается соотношением  $n_1 F_1 = n_2 F_2$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — целые числа. Аналогичные зависимости, снятые при  $F_2 = 120$  кГц, демонстрируют наличие минимумов на субгармониках частоты  $F_2$  вплоть до восьмой ( $n_2/n_1 = 1/8$ ). При изменении температуры и постоянного поля глубина минимумов менялась незначительно.

Обнаруженные гигантские осцилляции порога при бигармонической модуляции поля свидетельствуют о существенно нелинейном характере уравнения для фазы параметрической пары магненов. Для количественной проверки этого уравнения необходим расчет глубины минимумов.

Поступила в редакцию  
31 октября 1981 г.

### Литература

- [1] Зауткин В.В., Львов В.С., Орел Б.Н., Старобинец С.С. ЖЭТФ, 1977, 72, 272.
- [2] Захаров В.Е., Львов В.С., Старобинец С.С. УФН, 1974, 114, 609.
- [3] Прозорова Л.А., Смирнов А.И. ЖЭТФ, 1974, 67, 1952.
- [4] Ожогин В.И., Якубовский А.Ю., Абрютин А.В., Сулейманов С.М. ЖЭТФ, 1979, 77, 2061.
- [5] Лихарев К.К., Ульрих Б.Т. "Системы с джозефсоновскими контактами", изд. МГУ, 1978, стр. 83.
- [6] Longacre A., Shapiro S. (см. Л.Солимар "Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение", М.: Мир, 1974, стр. 292.
- [7] Ожогин В.И., Сулейманов С.М., Якубовский А.Ю. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 308.