

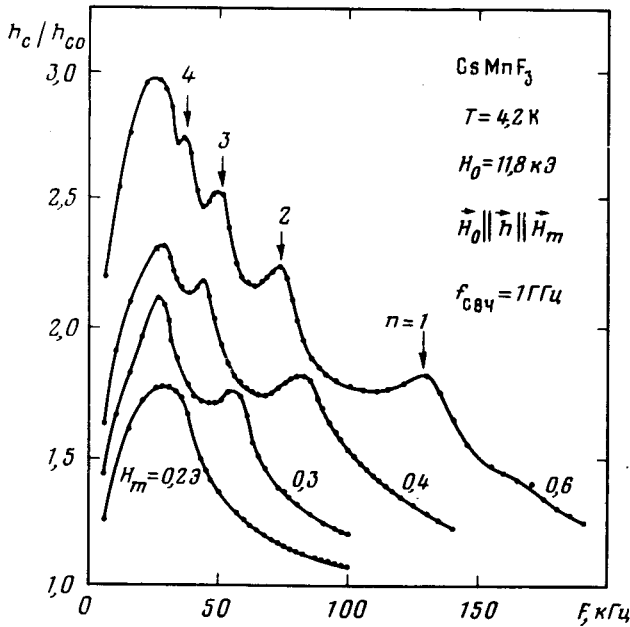
ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ МАГНОНОВ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ ПРИ МОДУЛЯЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

На зависимости порога параллельной СВЧ накачки ядерных маг-
нонов в $MnCO_3$ и $CsMnF_3$ от частоты модуляции магнитного поля
обнаружены регулярно расположенные пики. Предложена имеющая
общий характер модель, качественно объясняющая эти особенности
и основанная на учете больших изменений фазы параметрических
магнонов в условиях модуляции.

Влияние модуляции постоянного магнитного поля на порог параллель-
ной СВЧ накачки электронных магнонов в ферритах и антиферромагне-

тиках изучалось в работах [1 — 4]. Мы провели подобное исследование для ядерных магненов [5] в легкоплоскостных антиферромагнетиках MnCO_3 (поле Дзялошинского $H_D = 4,4$ кЭ) и CsMnF_3 ($H_D = 0$). Эксперимент проводился при $h^{\text{СВЧ}} \parallel \vec{H}_m \parallel \vec{H}_0 \perp C_3$ в диапазоне температур $T = 1, 7, \dots, 4,2$ К на частоте СВЧ накачки $\omega_p / 2\pi = 1$ ГГц, частота модуляции поля $F = \Omega / 2\pi \leq 220$ кГц, амплитуда модуляции $H_m \leq 3\text{Э}$.



Относительное увеличение порога в зависимости от частоты и амплитуды модуляции для CsMnF_3 при $T = 4,2$ К, $H_0 = 1,18$ кЭ

На рисунке представлено относительное увеличение порога h_c / h_{c_0} (h_{c_0} — порог без модуляции) в образце CsMnF_3 в зависимости от частоты и амплитуды модуляции. В отличие от подобных кривых для электронных магненов, измеренных на тех же антиферромагнетиках [4] и железо-итриевоом гранате [3], здесь наблюдаются особенности в виде пиков, которые с ростом H_m сдвигаются в сторону высоких частот. При больших H_m нам удавалось разрешать пики с номерами вплоть до $n = 10$.

Мы провели подробные измерения зависимости положений F_n этих пиков от экспериментальных параметров H_0 , H_m , T , H_D и номера пика n . Оказалось, что в указанных выше диапазонах изменения параметров положения пиков достаточно хорошо (с точностью $\sim 10\%$) описываются следующей зависимостью

$$F_n = c \frac{(2 H_0 + H_D) H_m T}{n}, \quad (1)$$

где c — зависящий только от ω_p коэффициент, значения которого для MnCO_3 и CsMnF_3 совпадают в пределах той же точности.

Можно предложить следующее качественное объяснение наблюдаемых особенностей и связанных с ними функциональных зависимостей (1). Порог параметрического возбуждения представляет собой амплитуды СВЧ

накачки, при которой мощность \overline{P}_+ , поглощаемая парой магнов ω_k и ω_{-k} из накачки в среднем за период $2\pi/\omega_p$, сравнивается с мощностью P_- , передаваемой этой парой тепловому резервуару в процессах релаксации. Легко показать, что для выделенной пары магнов $\overline{P}_+ \sim \sin \Psi_k$, где Ψ_k — "временная фаза пары", см. [6], представляющая собой фазовый сдвиг колебаний продольной намагниченности образца относительно накачки. Оценка, подобная приведенной в [3], формула (14), показывает, что в области частот модуляции, где наблюдаются особенности, можно пренебречь изменениями волнового вектора k_p возбуждаемых магнов. Модуляция поля приводит лишь к модуляции собственной частоты магнона:

$$\omega_{nk} = \frac{\omega_p}{2} + \frac{\partial \omega_{nk}}{\partial H} H_m \cos \Omega t = \dot{\phi}_k,$$

где ϕ_k — фаза магнона. Тогда для Ψ_k имеем:

$$\Psi_k \equiv \phi_k + \phi_{-k} - \omega_p t = \Psi_k^{(0)} + Z \sin \Omega t,$$

где $Z \equiv 2 \frac{\partial \omega_{nk}}{\partial H} \frac{H_m}{\Omega}$, а $\Psi_k^{(0)}$ — постоянная интегрирования, которую мы положим равной $\pi/2$, так как без модуляции поля именно при этом ее значении имеет место максимальное поглощение мощности парой из накачки.

При очень малом превышении над порогом экспоненциальное нарастание амплитуды магнов происходит очень медленно, поэтому правомерно усреднять мощность \overline{P}_+ не только по периоду накачки, но и по периоду модуляции T_m : $\overline{P}_+ \sim \overline{\sin \Psi_k}$, где

$$\overline{\sin \Psi_k} = 1/T_m \int_0^{T_m} \cos(Z \sin \Omega t) dt \approx J_0(Z),$$

а $J_0(Z)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Приравнявая $\overline{P}_+ = P_-$, получаем:

$$h_c = h_{c_0} / J_0(Z), \quad (2)$$

где h_{c_0} — порог в отсутствие модуляции, определяемый из соотношения $(\overline{P}_+)_{max} = P_-$. Корни функции Бесселя $Z_n \approx \pi(n - 1/4)$ определяют частоты, при которых следует ожидать особенности на кривой $h_c(F)$:

$$F_n \approx \sqrt{\frac{(2H_0 + H_D) H_m T}{n - 1/4}}. \quad (3)$$

Это выражение получается после конкретизации вида Z с учетом известного спектра ядерных магненов $\omega_{nk} = \omega_n (1 - \omega_E \omega_N / \omega_{ek}^2)^{1/2}$

[5]. Следующие из (3) функциональные зависимости удивительным образом, учитывая качественный характер предлагаемого объяснения, совпадают с найденными эмпирически (1). Полученная для \tilde{c} зависимость

$$\tilde{c}(\omega_p) = \text{const } \omega_p^{-1} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{4 \omega_n^2} \right)^2$$

стимулировала нас к изучению за-

висимости $F_n(\omega_p)$ при фиксированных H_0 ; T , H_m . Оказалось, что в диапазоне частот $\omega_p / 2\pi = 1,0 \div 1,2$ ГГц $c(\omega_p) = \kappa \tilde{c}(\omega_p)$, где $\kappa = 1,7$ для MnCO_3 и $\kappa = 1,9$ для CsMnF_3 . Отличие κ от единицы можно отнести на счет грубости модели. Более серьезным недостатком является то обстоятельство, что из формулы (2) следует не имеющее физического смысла бесконечное увеличение порога на выделенных частотах F_n , сопровождаемое, кроме того, изменением его знака (означающим отток мощности от пары к накачке). Можно предположить, что все эти расхождения устранимы, если одновременно со строгим решением уравнения движения для Ψ_k учесть, что поиск минимального порога параметрической неустойчивости при столь большой модуляции фазы магненов, с которой мы имеем дело, следует проводить на плоскости $(\Psi_k^{(0)}, \Delta_k)$, где $\Psi_k^{(0)}$ — множество начальных фаз пары, а Δ_k — возможная постоянная расстройка частоты магнена относительно номинального значения $\omega_p / 2$.

Очевидно, что предлагаемая модель никак не использует специфику ядерных магненов и имеет вполне общий характер. Оценка показывает, что при возбуждении электронных магненов в тех же антиферромагнетиках указанные особенности должны наблюдаться при $H_m > 1,5$ Э. Мы провели соответствующий эксперимент на частоте накачки 36 ГГц и обнаружили искомые особенности, при этом их положение достаточно хорошо совпадает с расчетом.

В заключение мы выражаем глубокую благодарность И.К.Кикоину за интерес к этой работе и А.Ю.Лебедеву за исключительно полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
4 июля 1980 г.

Литература

- [1] H.Suhl. Phys. Rev. Lett., 6, 174, 1961.
- [2] T.S.Hartwick, E.R.Peressini, M.T.Weiss. Phys. Rev. Lett., 6, 176, 1961.
- [3] В.В.Зауткин, В.С.Львов, Б.И.Орел. С.С.Старобинец. ЖЭТФ, 72, 272, 1977.
- [4] В.И.Ожогин, А.Ю.Якубовский, А.В.Абрютин, С.М.Сулейманов. ЖЭТФ, 77, 2061, 1979.
- [5] Е.А.Туров, М.П.Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., изд. Наука, 1969 г.
- [6] В.Е.Захаров, В.Л.Львов, С.С.Старобинец, УФН, 114, 609, 1974.