УДК 538.11:538.245

А. И. ПИЛЬЩИКОВ, Г. Ф. ЗАХАРОВ

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МОНОКРИСТАЛЛАХ ФЕРРИТОВ С БОЛЬШОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Энергия кристаллографической анизотропии оказывает значительное влияние на условия параметрического возбуждения спиновых волн первого порядка ($\omega_k = \omega/2$, где ω_k — частота спиновой процессии, ω — частота поля накачки) [1—6].

В работах [4—8] показано, что для материалов с малой анизотропией $\left(\frac{|K_1|}{M} < M\right.$, здесь K_1 — первая константа анизотропии, M — магнитный момент) пороговое поле и спектр параметрических спиновых волн становятся анизотропными как по направлению намагничивания, так и по поляризации и ориентации СВЧ-поля накачки h.

Так, в отличие от оси <001> для оси <111> имеется анизотропия пороговых полей и спектра при перпендикулярной накачке по направлению поля h относительно плоскости $(1\bar{1}0)$.

При определенных условиях возбуждения (направление намагничивания, величина постоянного поля H_0, ориентация h относительно H_0, близость ω к частоте ферромагнитного резонанса) **лишь** **параллельная** составляющая СВЧ-поля при произвольной накачке определяет пороговое поле и спектр параметрических спиновых волн.

При значительном увеличении кристаллографической анизотропии $\left(\frac{|K_1|}{M} \gg M\right)$ появляются новые особенности спектра и пороговых полей параметрических волн, которые рассматриваются в данной работе.

§ 1. Спектр спиновых волн. Для насыщенных монокристаллов ферритов кубической симметрии с малой кристаллографической анизотропией влияние энергии анизотропии на спектр термических спиновых волн проявляется в снятии вырождения по углу φ_k:

$$\omega_k = (A_k^2 - |B_k|^2)^{1/2} = [(\gamma H_1 + \omega_M \sin^2\theta_k)\gamma H_1 - N_{1*}(N_{1*} + \omega_M \sin^2\theta_k \cos 2\varphi_k)]^{1/2}, \tag{1}$$

где

$$\gamma H_1 = \omega_H - \widehat{\omega}_M N_z + \omega_{об} k^2 + N_1;\quad A_k = \gamma H_1 + \frac{\omega_M}{2}\sin^2\theta_k;$$

$$B_k = \frac{\omega_M}{2}\sin^2\theta_k e^{2i\varphi_k} + N_{1*};\quad N_1 = -\omega_a\left(2 - 10\sin^2\theta + \frac{15}{2}\sin^4\theta\right);$$

$$N_{1*} = \frac{3}{2}\,\omega_a \sin^2\theta\,(2 - 3\sin^2\theta);\quad \omega_M = 4\pi M\gamma;$$

$$\widehat{\omega}_M = \gamma M;\quad \omega_H = \gamma H_{0z};\quad \omega_{об} = \gamma DM;\quad \omega_a = \gamma\,\frac{|K_1|}{M};$$

$$H_{0z} = H_0 - \frac{1}{2}\left(\frac{K_1}{2M}\right)^2 \frac{1}{H_0}\sin^2\theta\,(3\sin^2\theta - 2);$$

γ — гиромагнитное отношение, k, θ_k, φ_k — волновое число, полярный и азимутальный углы вектора распространения **k**, H_0 расположено в плоскости $(1\bar{1}0)$, θ — угол между $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{M}$, D — константа обменного взаимодействия.

Из (1) следует, что происходит размытие линий спектра $\omega_k(\mathbf{k})$ с $\theta_k \neq 0°$, т. е. вместо линии $\omega_k(\mathbf{k})$, соответствующей некоторому значению θ_k в изотропном случае, появляется полоса значений $\omega_k(k, \varphi_k)$ для данного θ_k в анизотропном образце (рис. 1).

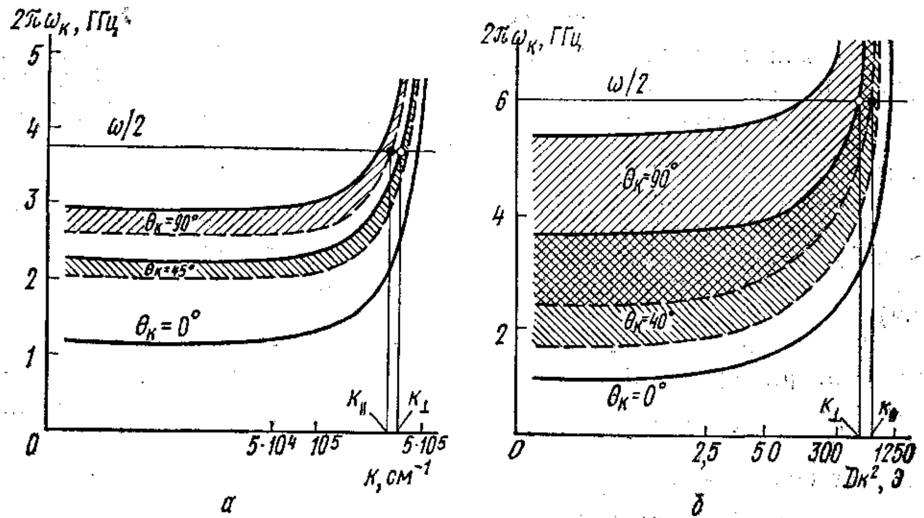

Рис. 1. Спектры спиновых волн для сфер: *а* — ИФГ ($4\pi M$=1750 Гс, $\frac{|K_1|}{M}$ = =43 Э, H_0=1000 Э, D=5·10^{-5} Э· см², <110>); *б* — Ni-феррита ($4\pi M$= =3270 Гс, $\frac{|K_1|}{M}$=260 Э, H_0=1500 Э, <110>). Сплошные линии — $\varphi_к$=0°, 180°; пунктир — $\varphi_к = \pm 90°$

В этом случае, как показывает численная минимизация порогового поля, при продольной ($\mathbf{h} \| \mathbf{H}_0$) и поперечной ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$) накачках (**h** лежит в плоскости $(1\bar{1}0)$, $H_0 \| \langle 110 \rangle$) возбуждаются спиновые волны с волновыми числами соответственно $k_\parallel$ и $k_\perp$, причем (см. рис. 1)

$$k_\parallel < k_\perp. \tag{2}$$

При поле накачки, ориентированном под произвольным углом ψ (ψ — угол между **h** и $\mathbf{H}_0$, **h** по-прежнему лежит в плоскости $(1\bar{1}0)$), будут возбуждаться спиновые волны с волновыми числами k_ψ:

$$k_\parallel \leqslant k_\psi \leqslant k_\perp.$$

Переход к монокристаллам ферритов с большой анизотропией ($K_1/M \geqslant M$) приводит к тому, что отмеченное размытие линий спектра θ_k=const спиновых волн по углу φ_k становится достаточным для перекрытия областей спектра с $\theta_k = 90°$ и $\theta_k \leqslant 45°$, которые характерны для спиновых волн, возбуждаемых соответственно продольной и поперечной накачками (рис. 1).

При этом численная минимизация порогового поля показывает, что возбуждаются спиновые волны с

$$k_\parallel > k_\perp, \tag{3}$$

что противоположно выражению (2).

Поэтому можно ожидать, что при переходе от продольной к поперечной накачке могут появиться особенности изменения спектра и пороговых полей параметрических спиновых волн.

§ 2. Эллиптичность спиновых волн. При исследовании механизмов параметрического возбуждения важной характеристикой является эллиптичность спиновых волн ε_k (отношение полуосей эллипса прецессии намагниченности термической спиновой волны) [7]:

$$\varepsilon_k = \left(\frac{A_k - |B_k|}{A_k + |B_k|}\right)^{1/2} = f(k, \theta_k, \varphi_k). \tag{4}$$

Так как нами рассматриваются процессы параметрического возбуждения спиновых волн первого порядка, то параметр k можно исключить из (4), учитывая условие $\omega_k(k, \theta_k, \varphi_k) = \omega/2$. Полученная зависимость $\varepsilon_k(\theta_k, \varphi_k)$ может быть представлена в виде графика (рис. 2). При этом величина H_0 определяет значение волнового числа k, когда $k>0$, или границы значений θ_k, φ_k, когда $k=0$.

На рис. 2 приведена зависимость $\varepsilon_k(\theta_k)$ при $K_1=0$ (изотропный случай). Видно, что ε_k при $K_1=0$ определяется только действием диполь-дипольного поля, причем при $\theta_k=0°$ $\varepsilon_k=1$ (круговая прецессия).

В анизотропном случае появляется зависимость ε_k от азимутального угла φ_k, причем для $\varphi_k=0°$, $180°$ при значении угла $\theta_k=\theta_k^*$ (для рассматриваемой оси <110>), где $\sin^2\theta_k^* = 3\,\dfrac{|K_1|}{M}\Big/4\pi M$, эллиптичность $(\varepsilon_k)_{\varphi_k=0°,\,180°} = 1$.

Такая особенность функции $\varepsilon_k(\theta_k, \varphi_k)$ при значениях $\varphi_k=0°$, $180°$ и $\theta_k=\theta_k^*$ (для оси <110>) связана с компенсацией действий поля диполь-дипольного взаимодействия и поля кристаллографической анизотропии на спиновую прецессию, которая становится круговой.

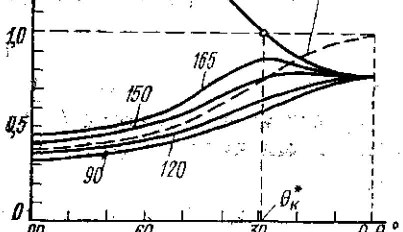

Рис. 2. Зависимость эллиптичности спиновых волн ε_k от θ_k при различных φ_k (сфера Ni-феррита, ось <110>). Цифры при линиях указывают значения φ_k в градусах

Следует подчеркнуть, что здесь круговая прецессия ($\varepsilon_k=1$) соответствует некоторому углу $\theta_k^* \neq 0°$, что существенно отличается от случая изотропного образца, когда условию $\varepsilon_k=1$ соответствуют спиновые волны с $\theta_k=0°$.

С другой стороны, как в изотропном, так и в анизотропном образце условие $\varepsilon_k=1$ означает отсутствие поперечной составляющей собственного магнитного поля, связанного с данной спиновой волной. Это означает невозможность параметрического возбуждения таких спиновых волн исходя из механизма двукратного преобразования частоты, предложенного в [9].

Поэтому области постоянных полей H_0 и условия возбуждения (направление и поляризация СВЧ-поля накачки), которые обеспечивают параметрическое возбуждение спиновых волн с эллиптичностью, близкой к $\varepsilon_k=1$, представляют особый интерес, поскольку здесь можно ожидать появления особенностей спектра и пороговых полей параметрических спиновых волн.

§ 3. Расчет порогового поля для сферы Ni-феррита. Рассмотрим условия параметрического возбуждения спиновых волн первого порядка в сферическом монокристалле Ni-феррита $\left(\frac{|K_1|}{M} = 260\ \text{Э}, 4\pi M = = 3270\ \text{Гс}\right)$.

С помощью ЭВМ была проведена численная минимизация выражений для пороговых полей (в случае $\mathbf{H}_0 \| \langle 110 \rangle$, при этом линейно-поляризованное поле $\mathbf{h}$ ориентировано в плоскости $(1\bar{1}0)$ под произвольным углом ψ к $\mathbf{H}_0$) [7]:

$$h_{\text{пор}} = \frac{\Delta H_k}{2} \frac{\omega}{|W|}, \text{ где } W = \frac{T_1\omega + T_2 Y}{XY - \omega^2} \sin\psi + B_k \cos\psi;$$

$$T_1 = \frac{\omega_\text{м}}{2} \sin\theta_k \cos\theta_k \left[\left(A_k + \frac{\omega}{2}\right) e^{i\varphi_k} - \right.$$

$$\left. - \frac{B_k^2}{|B_k|^2} \left(A_k - \frac{\omega}{2}\right) e^{-i\varphi_k} + 2iB_k \sin\varphi_k \right];$$

$$T_2 = \frac{\omega_\text{м}}{2} \sin\theta_k \cos\theta_k \left[\left(A_k + \frac{\omega}{2}\right) e^{i\varphi_k} + \right.$$

$$\left. + \frac{B_k^2}{|B_k|^2} \left(A_k - \frac{\omega}{2}\right) e^{-i\varphi_k} - 2B_k \cos\varphi_k \right];$$

$$X = \omega_H - \omega_a; \quad Y = \omega_H + 2\omega_a.$$

Результаты расчета для сферы Ni-феррита, когда частота поля накачки $f_\text{н} = 9{,}4$ ГГц, приведены на рис. 3—5 (предполагалось, что $\Delta H_k = \text{const}$, где ΔH_k — параметр затухания спиновых волн); цифры при линиях указывают значения ψ в градусах.

Спектр параметрических спиновых волн имеет следующие характерные особенности.

Зависимость $Dk^2(H_0)$ (рис. 3) при различных значениях ψ показывает, что для Ni-феррита действительно справедливо неравенство (3). Помимо этого, при переходе от угла $\psi = 90°$ к $\psi = 0°$ значения $(Dk^2)_\psi$ уменьшаются (при $H_0 = \text{const}$) до нуля, а затем скачком возрастают до значения $(Dk^2)_{\psi=0°}$ (при той же величине H_0).

Такое изменение параметра $(Dk^2)_\psi$ спиновых волн полностью объясняется обсуждавшимся выше перекрытием областей анизотропного спектра спиновых волн для образцов с большой анизотропией.

Резкое изменение всех параметров θ_k, φ_k, D_k^2 волнового вектора $\mathbf{k}(k, \theta_k, \varphi_k)$ параметрических спиновых волн и относительного порогового поля $h_{\text{пор}}/\Delta H_k$ для угла накачки $\psi = 40°$ при поле $H_0 \approx 1600$ Э (рис. 3—5) связано с переходом от условий параметрического возбуждения спиновых волн при преимущественном действии продольной составляющей СВЧ-поля (при $H_0 < 1600$ Э) к условиям совместного действия продольной и поперечной накачек (при $H_0 > 1600$ Э). Это явление проявляется и в образцах ферритов с малой анизотропией [7].

Из рассмотрения рис. 3—5 видно, что в области поля $H_0 = 2100$ Э также имеются резкие изменения параметров θ_k, φ_k (рис. 3, 4) и менее резко выраженные изменения относительных пороговых полей $h_{пор}/\Delta H_k$ (рис. 5) для углов $\psi=20°$, $30°$, $40°$ и $60°$. Физическая природа этого явления связана с невозможностью параметрического возбуждения спиновых волн с круговой поляризацией ($\varepsilon_k=1$), которая обсуждалась выше.

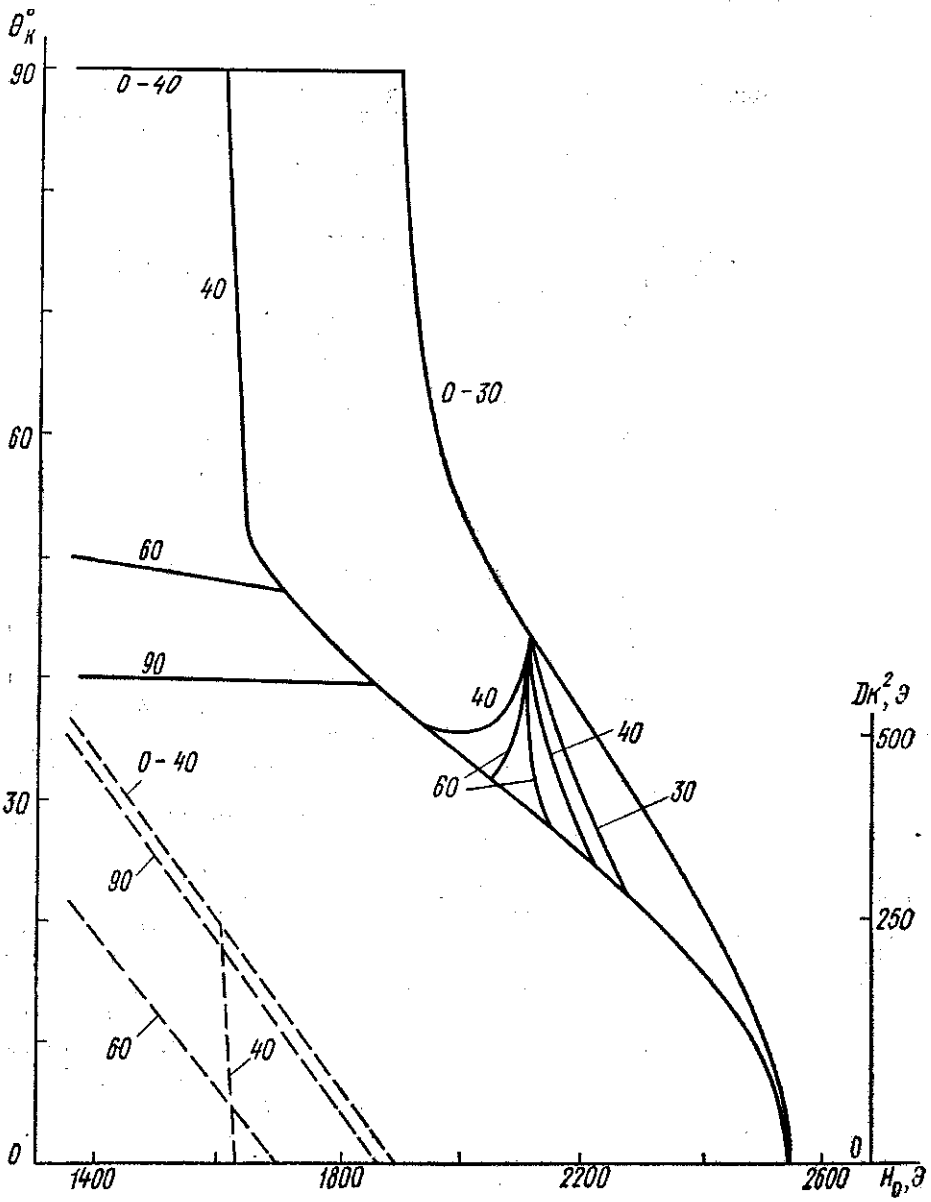

Рис. 3. Зависимость θ_k (сплошные линии) и D_k^2 (пунктир) от H_0 для различных ψ (сфера Ni-феррита, ось $\langle 110 \rangle$, $f_н=9{,}4$ ГГц)

Расчет показывает, что для Ni-феррита именно при поле $H_0=2100$ Э (при рассматриваемых условиях намагничивания) $\varepsilon_k=1$ при $\theta_k^*\approx 30°$, $\varphi_k=0°$, $180°$. Результаты минимизации показывают, что вблизи поля $H_0=2100$ Э возбуждаются спиновые волны, эллиптич-

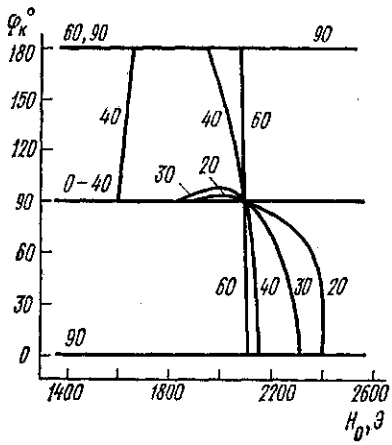

Рис. 4. Зависимость $\varphi_к$ от H_0 для различных ψ (сфера Ni-феррита, ось <110>, $f_в$=9,4 ГГц)

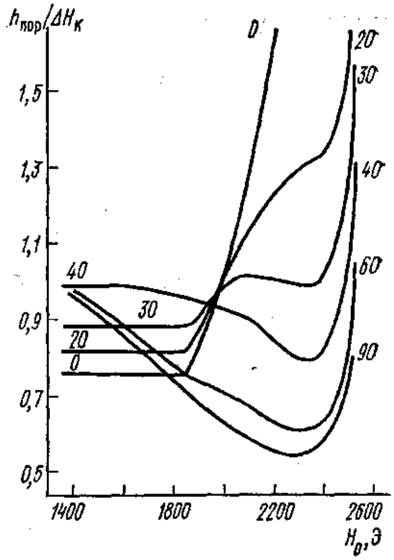

Рис. 5. Зависимость $h_{пор}/\Delta H_к$ от H_0 для различных ψ (сфера Ni-феррита, ось <110>, $f_в$=9,4 ГГц)

ность которых близка к единице. А при подходе к полю $H_0=2100$ Э значения θ_k и φ_k резко изменяются ($\varphi_k \to 90°$, $\theta_k \to 45°$), так как параметрическое возбуждение спиновых волн с $\varphi_k=0°$, 180° и $\theta_k = \theta_k^* = 30°$, как показано выше, невозможно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Китаев Л. В., Гончарова А. А., Катамаран Г. И. Физ. тв. тела, 1976, 9, № 1.
2. Яковлев Ю. М., Бурдин Ю. Н., Шильников Ю. Р., Бушуева Т. Н. Физ. тв. тела, 1970, 12, № 10, 3059.
3. Patton C. E. J. Apll. Phys., 1969, 40, 2837; 1970, 41, 431.
4. Яковлев Ю. М., Бурдин Ю. Н. Физ. тв. тела, 1974, 16, № 2, 466.
5. Петраковский Г. А. Изв. вузов. Физика, 1962, № 6, 29.
6. Пильщиков А. И., Захаров Г. Ф. Деп. ВИНИТИ № 615-74, 1974.
7. Захаров Г. Ф. Канд. дис. М., 1975.
8. Пильщиков А. И., Захаров Г. Ф. Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1977, 18, № 5, 131.
9. Гуревич А. Г. Ферриты на СВЧ. М., 1960.

Поступила в редакцию
19.04.78