$\overleftrightarrow{\mu}$ — диэлектрич. и магн. проницаемости], без учёта обменного взаимодействия и магн. кристаллографич. анизотропии для намагниченного до насыщения ферромагн. эллипсоида вращения (сфероида) (см. также *Магнитостатические волны*).

Теория У. к. заключается в решении уравнения Уокера для магнитостатич. потенциала ψ (магн. поле $\boldsymbol{h}=\nabla\psi$) с учётом граничных условий на поверхности образца. Ур-ние имеет вид:

$$\mu\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=0, \qquad (1)$$

где μ — поперечная (по отношению к оси z) диагональная компонента тензора $\overleftrightarrow{\mu}$, а ось z совпадает с направлением пост. намагниченности. Модификацию теории для наиб. важного случая сферы провели П. Ч. Флетчер (P. C. Fletcher) и Р. О. Белл (R. O. Bell). В этом случае наложение граничных условий на решения ур-ния (1) приводит к трансцендентному ур-нию

$$\xi(P_n^{|m|})'(\xi)/P_n^{|m|}(\xi)+n+1+\mu_a m=0, \qquad (2)$$

где $\xi=\sqrt{\mu/(\mu-1)}$; $P_n^{|m|}(\xi)$ — присоединённые ф-ции Лежандра; μ_a — антисимметричная компонента тензора $\overleftrightarrow{\mu}$; n и m — целые числа: $n=1, 2, 3, ...$; $m=0, \pm1, \pm2, ..., \pm n$. Величины μ и μ_a являются ф-циями частоты ω, внутр. пост. магн. поля H_0 и пост. намагниченности M_0; т. о., ур-ние (2) представляет собой ур-ние для собств. частот колебаний $\omega(H_0, M_0)$. При данных H_0 и M_0 ур-ние (2) имеет бесконечное дискретное множество корней, характеризуемое индексами n, m и r; целое число r определяет номер корня при данных n и m. Этому множеству соответствует бесконечное множество типов колебаний намагниченности, отличающихся зависимостью перем. намагниченности от координат. Зависимость от азимутального угла φ имеет вид $\exp(im\varphi)$, т. е. У. к. представляют собой волны, бегущие по азимуту; направление их распространения характеризуется знаком m. Радиус сферы в ур-ние (2) не входит, т. е. частоты У. к. не зависят от размера образца. Необходимо лишь, чтобы радиус был достаточно велик, а число n не слишком велико, чтобы можно было пренебречь влиянием обменного взаимодействия. С др. стороны, радиус сферы должен быть достаточно мал для выполнения условия магнитостатич. приближения.

Множество корней ур-ния (2) включает две простые серии: $n=m$ и $n=m+1$. В обоих случаях $m>0$ и $r=0$; последнее означает, что имеется только один тип У. к. с данными n и m. Для серии $n=m$

$$\omega_{m,m,0}=\gamma H_{e0}+\frac{1}{3}\frac{m-1}{2m+1}\omega_M, \qquad (3)$$

где $H_{e0}=H_0+\frac{4\pi}{3}M_0$ — внеш. поле, $\omega_M=\gamma 4\pi M_0$, а $\gamma=g|e|/2m_0c$ — магнитомеханич. отношение (e — заряд электрона, m_0 — его масса покоя, c — скорость света, g — фактор спектроскопич. расщепления); при $g=2$, т. е. в тех случаях, когда можно пренебречь орбитальными магн. моментами магн. атомов или ионов, $\gamma\simeq1,76\cdot10^7 c^{-1}Э^{-1}$. Для серии $n=m+1$

$$\omega_{m+1,m,0}=\gamma H_{e0}+\frac{1}{3}\frac{m-3}{2m+3}\omega_M. \qquad (4)$$

Для обеих серий (и только для них) прецессия намагниченности является круговой, а разность $\omega-\gamma H_{e0}$ пропорц. M_0 и не зависит от H_{e0}.

Для серии $n=m$ зависимость комплексных амплитуд перем. намагниченности от координат имеет вид

$$m_x=im_y=\rho^{m-1}e^{-i(m-1)\varphi},\ \rho=\sqrt{x^2+y^2}. \qquad (5)$$

При $m=1$ эта зависимость отсутствует, т. е. тип колебаний (1, 1, 0) представляет собой однородную прецессию намагниченности с резонансной частотой $\omega_{1,1,0}=\gamma H_{e0}$, к-рая имеет место при «обычном» (т. е. однородном) ферромагн. резонансе. Для серии $n=m+1$ зависимость намагниченности от координат отличается от ур-ния (5) дополнит. множителем $z=\rho\,\mathrm{ctg}\,\theta$.

Простой вид имеет частота ещё одного типа колебаний (2, 0, 1):

$$\omega_{2,0,1}^2=\omega_H\left(\omega_H+\frac{4}{5}\omega_M\right), \qquad (6)$$

где $\omega_H=\gamma H_0=\gamma\left(H_{e0}-\frac{4\pi}{3}M_0\right)$. Прецессия намагниченности в этом случае, как и для всех типов колебаний, кроме двух упомянутых выше серий, является не круговой, а эллиптической.

Полевые зависимости частот упомянутых и нек-рых др. типов колебаний приведены на рис. 1, а распределения

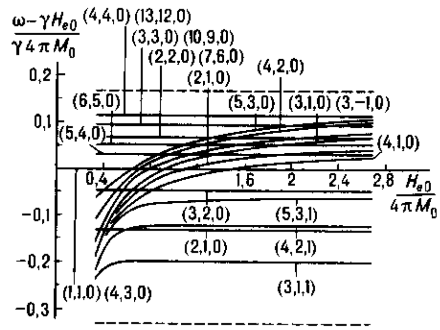

Рис. 1. Зависимости собственных частот уокеровских колебаний сферы от внешнего постоянного магнитного поля. Штриховые линии — границы спектра уокеровских колебаний.

перем. намагниченности показаны на рис. 2. Из рис. 1 видно, что частоты всех типов колебаний лежат в пределах $\omega_H<\omega<\omega_H+\omega_M/2$, так что ширина интервала частот составляет $\gamma 2\pi M_0$. Видно также, что имеют место многочисл. вырождения (совпадения частот разных типов колебаний), как «случайные» пересечения линий $\omega_{n,m,r}(H_{e0})$, так и полное совпадение частот колебаний (m, m, 0) и ($3m+1$, $3m$, 0).

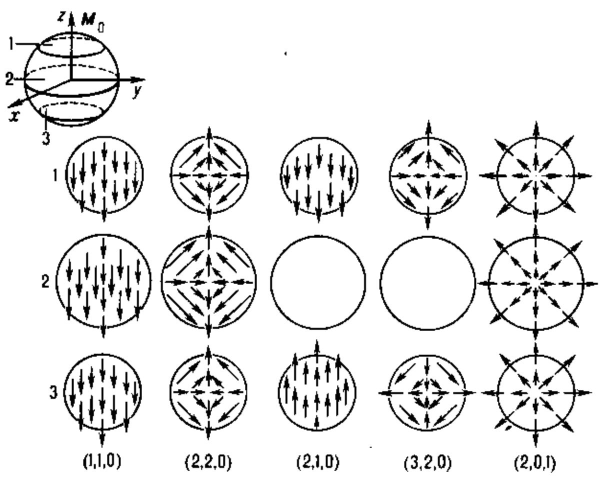

Рис. 2. Распределения переменной намагниченности $M_{\sim}$ простейших типов уокеровских колебаний сферы. Стрелки — векторы $M_{\sim}$ в трёх плоскостях $z=\mathrm{const}$ в некоторый момент времени.

В более общем случае эллипсоида вращения (сфероида), согласно теории Уокера, также имеются серии (m, m, 0) и ($m+1$, m, 0), обладающие упомянутыми выше свойствами. Тип колебаний (1, 1, 0) по-прежнему представляет собой однородную прецессию намагниченности. Частоты колебаний в случае сфероида зависят от отношения его