

осей (рис. 3). Магнитостатич. колебания имеют место и в образцах др. формы, однако аналитич. решение задач об определении их собств. частот возможно лишь в огранич. числе случаев. К ним принадлежит, в частности, круговой цилиндр, находящийся между двумя бесконечными металлич. плоскостями. Частоты зависят от отношения его размеров и по-прежнему лежат в интервале $\gamma 2\pi M_0$. Для образцов, вся поверхность к-рых металлизирована, интервал частот является более широким.

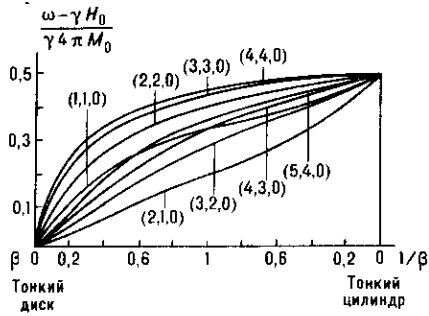


Рис. 3. Зависимости частот уокеровских колебаний эллипсоида вращения от отношения его осей β (H_0 — внутреннее постоянное поле).

У. к. в малых ферро- или ферримагн. образцах обычно возбуждаются перем. магн. полями волноводов или резонаторов, в к-рых эти образцы находятся. Возбуждение происходит тем интенсивнее, чем ближе конфигурация перем. магн. поля в том месте, где находится образец, к конфигурации намагниченности данного типа У. к. В частности, однородное поле должно возбуждать лишь однородный тип колебаний $(1, 1, 0)$. Интенсивность возбуждения каждого типа колебаний изменяется резонансным образом при изменении частоты возбуждающего поля ω или величины пост. поля H_0 . При достаточно большой пост. намагниченности и достаточно малых потерях типы У. к. хорошо «разрешаются», т. е. возбуждаются поочерёдно при изменении ω или H_0 .

Однако в экспериментах возбуждение неоднородных У. к. происходит часто и тогда, когда, согласно изложенным выше соображениям, оно не должно происходить (напр., при помещении образца в пучность магн. поля резонатора). Одной из причин этого может явиться неточность совпадения центра образца с пучностью перем. магн. поля или искажение поля держателем образца. Другой, более глубокой причиной служит связь между разл. типами У. к., возникающая из-за влияния одного из следующих факторов, не учитываемых в теории Уокера: магн. кристаллографич. анизотропии, отклонения формы образца от сфероида, несоответствия направления M_0 с осью сфероида, конечных размеров образца. Во всех этих случаях существуют собственные (не связанные друг с другом) типы колебаний. Но если возмущение является малым, спектр колебаний может трактоваться в терминах связанных колебаний — как результат обусловленной возмущением связи между У. к. сфероида. Тогда появление, напр., максимума поглощения на частоте одного из неоднородных У. к. в однородном перем. магн. поле трактуется следующим образом: это поле возбуждает однородный тип колебаний $(1, 1, 0)$, а его намагниченность возбуждает данный неоднородный тип вследствие связи между этими типами колебаний. В случае, когда возмущением служит кристаллографич. анизотропия или отсутствие осевой симметрии формы образца, связь возникает между типами колебаний с n одинаковой чётности (оба чётные или оба нечётные) и m — тоже одинаковой чётности. Если возмущением является большой (сравнимый с длиной эл.-магн. волны) размер образца, то связанными оказываются типы колебаний, для к-рых n имеют одинаковую чётность, а m одинаковы.

Возникновение неоднородных У. к. является нежелательным явлением в ферритовых СВЧ-устройствах, использующих сферы из монокристаллов ферритов, прежде всего в ферритовых фильтрах. Одно из практич. применений У. к. — точное измерение пост. намагниченности M_0 . При этом используются два типа колебаний из серий $(m, m, 0)$ или $(m+1, m, 0)$ (обычно один из этих типов однородный), разность частот к-рых пропорц. M_0 .

Согласно теории Уокера, достаточным условием существования неоднородных магнитостатич. типов колебаний является наличие пост. намагниченности. Т. о., эти колебания должны наблюдаться и в парамагнетиках. Однако интервал полей $2\pi M_0$, в к-ром они существуют, в этом случае очень узок и обычно в экспериментах по парамагн. резонансу (ЭПР и ЯМР) они не наблюдаются. Наличие пост. намагниченности не является, однако, необходимым условием возбуждения неоднородных магнитостатич. типов колебаний. В частности, они наблюдались в антиферромагнетиках и в тех случаях, когда пост. намагниченность отсутствовала.

Лит.: Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах. Сб. ст., пер. с англ., М., 1961; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Гуревич А. Г., Мелков Г. А., Магнитные колебания и волны, М., 1994. А. Г. Гуревич.

УОРДА ТОЖДЕСТВА — соотношения между Грина функциями в квантовой электродинамике, следующие из калибровочной инвариантности действия. Впервые получены Дж. К. Уордом (J. C. Ward, 1950), затем в более общей форме Е. С. Фрадкиным (1955) и Я. Такахаши (Y. Takahashi, 1957) (см. Уорда — Такахаши — Славнова — Тейлора тождества). А. А. Славнов.

УОРДА — ТАКАХАШИ — СЛАНОВА — ТЕЙЛОРА ТОЖДЕСТВА — соотношения между вакуумными средними хронологических произведений операторов поля, обеспечивающие калибровочную инвариантность квантовой теории. В квантовой электродинамике эти соотношения, называемые Уорда тождествами и тождествами Уорда — Такахаши (J. C. Ward, 1950; Y. Takahashi, 1957), являются прямым следствием сохранения тока, с к-рым взаимодействует калибровочное поле. Они выражают дивергенцию Грина функции с n внеш. фотонными линиями через ф-ции Грина с $n-1$ внеш. фотонной линией. Простейшее тождество Уорда — Такахаши, связывающее вершинную часть Γ_μ и собств. энергию электрона Σ , имеет вид

$$\Gamma_\mu(p, p) = -\frac{\partial}{\partial p^\mu} \Sigma(p), \quad (1)$$

где p — 4-импульс электрона. Из тождества Уорда — Такахаши следуют соотношения между константами перенормировки: $\delta m = 0$, $Z_1 = Z_2$, где δm , Z_1 , Z_2 — соответственно константы перенормировки массы фотона, вершинной ф-ции, волновой ф-ции электрона.

В отличие от электродинамики, в квантовой теории неабелевых калибровочных полей ток, с к-рым взаимодействует поле Янга — Миллса, не сохраняется. Поэтому простые тождества типа (1) не справедливы. Их аналогом являются тождества Славнова — Тейлора (А. А. Славнов, 1971; J. C. Taylor, 1971), выражающие дивергенцию ф-ции Грина с n внеш. линиями поля Янга — Миллса через ф-ции Грина с числом внеш. линий $\leq n$, включающие помимо полей Янга — Миллса вспомогат. поля (Фаддеева — Попова духи). Тождества Славнова — Тейлора для полей Янга — Миллса можно записать в виде

$$\int \exp \left\{ i \int \left[\mathcal{L}(A) + \frac{1}{2\alpha} (\partial_\mu A_\mu)^2 + \mathcal{L}_c + I_\mu A_\mu^a \right] dx \right\} \left\{ -\frac{1}{\alpha} \partial_\mu A_\mu^a(x) + \int \bar{c}^a(x) I_\mu^b(y) [\partial_\mu c^b(y) - g t^{bcd} A_\mu^c(y) c^d(y)] dy \right\} dA d\bar{c} dc = 0, \quad (2)$$

где $\mathcal{L}(A)$ — классич. лагранжиан Янга — Миллса; \mathcal{L}_c — лагранжиан духов Фаддеева — Попова; c , \bar{c} — духи Фаддеева — Попова; I — внеш. источники; g — константа взаимодействия.