наблюдении этих эффектов, имеют противоположные знаки в смежных S-доменах. В многодоменном образце в отсутствие внеш. поля они могут компенсировать друг друга и сильно уменьшать наблюдаемую величину эффекта.

Наличие T-доменов приводит к тому, что при наблюдении *антиферромагнитного резонанса* во внеш. магн. поле резонансные линии от каждого домена, вообще говоря, наблюдаются при разл. значениях магн. поля $\boldsymbol{H}$, т. к. углы между $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{L}$ в разных T-доменах оказываются различными.

Лит.: Харченко Н. Ф., Еременко В. В., Белый Л. И., Визуальное наблюдение 180-градусных антиферромагнитных доменов, «Письма в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 432; Фарзтдинов М. М., Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах, М., 1981; Roth W. L., Neutron and optical studies of domains in NiO, «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, p. 2000; Schlenker M., Baruchel J., Neutron techniques for the observation of ferro- and antiferromagnetic domains, там же, 1978, v. 49, p. 1996. *А. С. Боровик-Романов.*

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС — электронный *магнитный резонанс* в *антиферромагнетиках* — явление относительно большого избират. отклика магн. системы антиферромагнетика на периодич. воздействие эл.-магн. поля с частотой, близкой к собств. частотам системы. Это явление сопровождается сильным поглощением энергии электромагнитного поля антиферромагнетиком (АФ).

А. р. был открыт в 1951 нидерл. физиками [К. Гортер (C. J. Gorter) и др.] в орторомбич. АФ $CuCl_2 \cdot H_2O$ при гелиевых темп-рах в полях неск. кЭ на частоте 9,4 ГГц.

С квантовой точки зрения А. р. можно рассматривать как резонансное превращение фотонов эл.-магн. поля в магноны с волновым вектором $k=0$. Квантовое решение задачи об А. р. сводится к определению спектра магнонов с $k=0$.

С классич. точки зрения при А. р. резко возрастает амплитуда вынужденных связанных колебаний векторов намагниченности *подрешёток магнитных* под действием магн. компонента эл.-магн. поля. Вид и частота связанных колебаний существенно зависят от *магнитной атомной структуры* АФ, к-рая может меняться с темп-рой и величиной внеш. магн. поля. Собств. частоты колебаний, как правило, зависят от внеш. магн. поля. Эти зависимости наз. спектром А. р. Вид и частоты намагниченностей подрешёток в АФ находят из *Ландау—Лифшица уравнений*, написанных для намагниченностей $\boldsymbol{M}_j$ всех подрешёток:

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}_j}{\partial t} = -\gamma\left[\boldsymbol{M}_j,\ \boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}}\right] - \gamma \boldsymbol{R}_j, \qquad (1)$$
$$\boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}} = -\partial\Phi/\partial\boldsymbol{M}_j.$$

Здесь γ — *магнитомеханическое отношение*, $\boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}}$ — эфф. магн. поле, $\boldsymbol{R}_j$ — слагаемые, определяющие диссипацию энергии, Φ — свободная энергия, записанная как ф-ция $\boldsymbol{M}_j$ с учётом магн. симметрии АФ. Решения ур-ний (1) могут быть записаны в виде

$$\boldsymbol{M}_j(t) = \boldsymbol{M}_{j0} + \boldsymbol{m}_j e^{i\omega t}, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{M}_{j0}$ — намагниченности подрешёток в осн. состоянии, $\boldsymbol{m}_j$ — комплексная амплитуда их колебаний. Подставляя (2) в (1) и считая, что $|\boldsymbol{m}_j| \ll |\boldsymbol{M}_j|$, получают систему ур-ний, линейных по компонентам векторов $\boldsymbol{m}_j$. В отсутствие перем. внеш. магн. поля ур-ния однородны. Приравнивая детерминант этой системы нулю, получают характеристич. ур-ние степени $2n$ относительно частоты ω (n — число подрешёток). Если пренебречь затуханием, то значения корней характеристич. ур-ния (ω_i) определяют собств. частóты колебаний намагниченности подрешёток АФ.

Каждой собств. частоте соответствует своя мода колебаний — колебания набора определённых линейных комбинаций компонентов векторов $\boldsymbol{m}_j$. Эти линейные комбинации являются базисами неприводимых представлений группы *магнитной симметрии* данного состояния АФ.

В общем случае для каждого значения внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}_0$ число собств. частот ω_i равно числу подрешёток в АФ. Две из этих частот стремятся к 0 при стремлении к нулю энергии *магнитной анизотропии* и внеш. поля. Это т. н. релятивистские моды. Остальные моды А. р. в АФ с числом подрешёток $n>2$ называют обменными. Собств. частота обменной моды $\omega_{E_i} = \gamma H_{E_i}$, где H_{E_i} — эфф. обменное поле, равное $J_i M_0$ (J_i — линейная комбинация интегралов *обменного взаимодействия* между разл. подрешётками, M_0 — намагниченность подрешёток). В случае релятивистских мод взаимные колебания подрешёток отсутствуют или малы по сравнению с их колебаниями как целого. В обменных модах основными являются взаимные колебания подрешёток. Обменные моды А. р. можно возбудить эл.-магн. полем только в том случае, если подрешётки в АФ скошены в результате т. н. взаимодействия Дзялошинского (случай слабого антиферромагнетизма, см. *Слабый ферромагнетизм*).

Для нахождения амплитуд вынужденных колебаний в выражение для Φ следует добавить член $(\Sigma_j \boldsymbol{M}_j)\, \boldsymbol{h} e^{i\omega t}$, учитывающий влияние перем. магн. поля. Решение линеаризованной системы ур-ний (1) в этом случае даёт связь между амплитудой колебаний намагниченности

$$\mu = \sum\nolimits_j \boldsymbol{m}_j \qquad (3)$$

и амплитудой перем. поля $\boldsymbol{h}$:

$$\mu = \overleftrightarrow{\chi} \boldsymbol{h} \qquad (4)$$

где $\overleftrightarrow{\chi}$ — тензор магн. восприимчивости. Зависимость компонентов χ_{lk} тензора от частоты имеет вид обычной кривой дисперсии. Знаменатель в выражении $\chi_{lk}(\omega)$ обращается в нуль при $\omega = \omega_i$, если отсутствует затухание.

При учёте затухания можно выделить мнимую часть $\overleftrightarrow{\chi}$, к-рая описывает поглощение эл.-магн. энергии при А. р.

Ширина кривой поглощения ($\Delta\omega_i$) характеризует затухание. Член $\boldsymbol{R}_j$, описывающий затухание в ф-ле (1), можно представить в виде

$$\boldsymbol{R}_j = \frac{\alpha}{M_0}\left[\boldsymbol{M}_j\left[\boldsymbol{M}_j,\ \boldsymbol{H}_{j,\,\text{эфф}}\right]\right], \qquad (5)$$

тогда

$$\Delta\omega_i = \alpha\omega_E. \qquad (6)$$

При одинаковых параметрах затухания α ширина линии в АФ значительно, в $H_E/(H_0+H_A)$ раз, больше, чем в ферромагнетике. Положение максимума кривой поглощения сдвигается относительно ω_i на величину $\alpha^2\omega_i$, к-рой обычно пренебрегают и отождествляют частóты А. р. и собств. частóты АФ.

В качестве примера нахождения собств. частот и мод колебаний А. р. рассмотрим одноосный двухподрешёточный АФ при $T=0$ К. Выражение для Φ удобнее записать, используя векторы антиферромагнетизма $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{M}_1 - \boldsymbol{M}_2$ и намагниченности $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_1 + \boldsymbol{M}_2$, компоненты к-рых являются базисами неприводимых представлений двухподрешёточного А.:

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{A}{2}\boldsymbol{L}^2 + \frac{B}{2}\boldsymbol{M}^2 + \frac{a}{2}\left(L_x^2 + L_y^2\right) - (\boldsymbol{MH}) \qquad (7)$$

[квадратичный член $(b/2)\left(M_x^2 + M_y^2\right)$ и члены высшего порядка для простоты не учитываются]. В дальнейшем принято, что $|\boldsymbol{M}_1| = |\boldsymbol{M}_2| = M_0$, тогда $\boldsymbol{L}^2 + \boldsymbol{M}^2 = 4M_0^2$.

Осн. состояние АФ определяется путём минимизации энергии Φ по $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{M}$. Если $a>0$, то в осн. состоянии в отсутствие поля $\boldsymbol{M}=0$, а вектор $\boldsymbol{L}$ направлен вдоль оси кристалла Oz. В магн. поле $\boldsymbol{H}_0 \perp Oz$ происходит небольшой скос подрешёток и $M_\perp = H_\perp/B$. В магн. поле $\boldsymbol{H}_0 \parallel Oz$ значение $M=0$ вплоть до поля H_c, при