

зависимости диэлектрич. проницаемости $\epsilon(T)$ при $T = T_N(\text{BaMnF}_4)$ и $\chi(T)$ в точке Кюри при $T_C < T_N$.

Магнитоэлектрич. взаимодействия могут изменять поляризацию эл.-магн. волн при их отражении или пропускании кристаллами, обладающими М. э., вызывать параметрич. возбуждение спиновых волн в сегнетомагнетиках под действием поля E высокой частоты или поглощение переменного магн. поля на резонансных частотах электрич. дипольной структуры.

Термодинамич. теория, позволяющая найти вид потенциала Φ для кристалла с известной симметрией, не даёт никаких сведений ни о величинах констант, описывающих М. э., ни о природе микроскопич. сил, ответственных за его проявление. При изучении механизма М. э. приходится использовать модельные представления, а имеющаяся «микроскопическая» теория носит в основном качеств. характер. Так, описание зависимости $\alpha_z(T)$ в Cr_2O_3 (рис. 2) удаётся получить на основе модели о сближении ионов Cr^{3+} , принадлежащих одной магн. подрешётке, с ионами O^{2-} и удалении от них ионов Cr^{3+} другой подрешётки под действием поля E , что приводит к изменению изотропного косвенного обменного взаимодействия в подрешётках. В результате намагниченности становятся разными и появляется намагниченность кристалла в целом. Эта же модель может быть применена и к др. кристаллам, обладающим М. э., большинство из к-рых содержит кислород.

При наложении на кристалл достаточно больших полей E и H в нём возможны скачкообразные изменения $m(E)$ и $p(H)$, связанные с переходом от одного домена к другому. Так, в Ni-1-бораците при увеличении магн. поля, направленного перпендикулярно вектору спонтанной намагниченности, в точке $H_c \approx 0,5$ Тл происходит переброс этого вектора на 90° и вектора спонтанной поляризации на 180° (рис. 3). Внеш. электрич. поле может в свою очередь изменить направление p на 180° с одноврем. перебросом m на 90° . В Cr_2O_3 резкое изменение знака М. э., связанное с переходом от одного домена к другому (переключение доменов), наблюдается при одноврем. наложении достаточно сильных полей E_z и H_z .

При наложении на кристалл достаточно больших полей E и H в нём возможны скачкообразные изменения $m(E)$ и $p(H)$, связанные с переходом от одного домена к другому. Так, в Ni-1-бораците при увеличении магн. поля, направленного перпендикулярно вектору спонтанной намагниченности, в точке $H_c \approx 0,5$ Тл происходит переброс этого вектора на 90° и вектора спонтанной поляризации на 180° (рис. 3). Внеш. электрич. поле может в свою очередь изменить направление p на 180° с одноврем. перебросом m на 90° . В Cr_2O_3 резкое изменение знака М. э., связанное с переходом от одного домена к другому (переключение доменов), наблюдается при одноврем. наложении достаточно сильных полей E_z и H_z .

Рис. 3. Изменение ориентации векторов спонтанной намагниченности m и поляризации p в Ni-1-бораците при достижении внешним магнитным полем критического значения H_c .

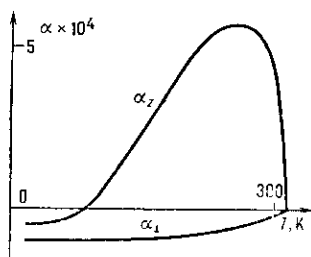
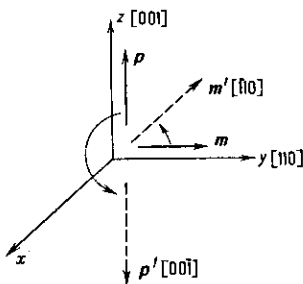


Рис. 2. Температурные зависимости $\alpha_z(T)$ и $\alpha_{\perp}(T)$ для антиферромагнетика Cr_2O_3 .



Синтез монокристаллич. веществ, как правило, очень труден, что препятствует всестороннему изучению М. э., однако его простая регистрация возможна в порошках и поликристаллах, где величина α достигает $\approx 30\%$ от её значения для монокристалла. Охлаждение поликристаллич. образцов ниже T_N в полях E и H создаёт избыток доменов одного типа и, следовательно, макроскопич. намагниченность таких образцов.

Все возможные классы магнитной симметрии, допускающие М. э., известны. Экспериментально изученные вещества относятся только к части этих классов, и лишь для неск. веществ получено полное согласие между результатами измерений и предсказаниями теории. Прямое определение магн. симметрии метода-

ми нейтронографии часто затруднено. Исследование М. э., конкретные проявления к-рого зависят от магн. симметрии, в ряде случаев позволяет дополнить нейтронографию, данные или даже определить магн. атомную структуру независимо, а также получить сведения об её изменении, напр. при ориентационном фазовом переходе антиферромагнетика в сильном магн. поле (спин-флоп переход).

Практич. применения М. э. (магн. память, фазовращатели, затворы, невязанные и переключающие элементы в оптике и т. д.) возможны, однако ни одно из подобных устройств не было реализовано в связи с отсутствием монокристаллич. материалов высокого качества.

Лит.: O'Dell T. H., The electrodynamic of magnetoelectric media, Amst.—L., 1970; Magnetolectric interaction phenomena in crystals, ed. by A. J. Freeman, H. Schmid, L.—[a.o.], 1975; С м о л е н с к и й Г. А., Ч у п и с И. Е., Сегнетомагнетика, «УФН», 1982, т. 137, в. 3, с. 415; В е н е в ц е в Ю. Н., Г а г у л и н В. В., Л ю б и м о в В. Н., Сегнетомагнетика, М., 1982.

МАГНОН — квазичастица, соответствующая кванту спиновых волн в магнитоупорядоченных системах. М. по отношению к спиновым колебаниям играет ту же роль, что и фонон — к колебаниям кристаллической решётки. Энергетич. спектр М. имеет вид $\epsilon = \hbar\omega(k)$, где $\omega(k)$ — закон дисперсии или зависимость частоты спиновых волн от их квазиволнового вектора k , квазимпульс М. $p = \hbar k$. Время жизни М. определяется затуханием спиновых волн, и только в случае слабого затухания можно говорить о М. как о хорошо выраженных квазичастицах. М. являются бозонами. В тепловом равновесии химический потенциал М. равен 0, что и определяет зависимость числа М. в системе от темп-ры. Когда число М. в системе мало, напр. при низких темп-рах, диссипативные и кинетич. процессы в магн. подсистеме (напр., магн. релаксация, спиновая диффузия) удобно формулировать в рамках теории рассеяния для столкновений М. друг с другом и др. квазичастицами твёрдого тела. При этом магн. динамику системы можно определить на основе кинетич. ур-ния Больцмана для ф-ции распределения М. В ферромагнетиках М. иногда наз. ферромагн. н о н а м и.

М. наз. также кванты специфич. спиновых волн в ферми-жидкости (см. Нулевой звук). В парамагнетиках с сильным магнитным взаимодействием иногда используется термин «парамагноны» для обозначения спиновых флуктуаций в представлении затухающих спиновых волн. По аналогии с фононами М. без щели (или с малой щелью) в энергетич. спектре в области малых k наз. часто акустическими (как правило, при линейном законе дисперсии, как в антиферромагнетиках), а в случае большой щели — оптическими.

Лит. см. при ст. Спиновые волны. А. Э. Мейерович. МАГНУСА РАЗЛОЖЕНИЕ — решение дифференц. ур-ния для оператора временной эволюции в экспоненц. форме.

Во взаимодействии представлении оператор временной эволюции $\hat{S}(t, t')$ произвольной квантовой системы удовлетворяет дифференц. ур-нию

$$i\hbar \frac{\partial \hat{S}(t, t')}{\partial t} = \hat{W}(t) \hat{S}(t, t') \quad (1)$$

с граничным условием $\hat{S}(t, t) = \hat{I}$. Здесь $\hat{W}(t)$ — оператор взаимодействия системы с внеш. полем $\hat{V}(t)$, записанный в представлении взаимодействия:

$$\hat{W}(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t\right) \hat{V}(t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t\right),$$

\hat{H}_0 — невозмущённый гамильтониан (\hat{I} — единичный оператор). В общем случае операторы $\hat{W}(t)$, взятые в разные моменты времени, не коммутируют между собой и ур-ние (1) не интегрируется так же просто, как в классич. физике. Решение (1) может быть представлено в виде экспоненциального М. р. [1—3]: