

О ВЫНУЖДЕННОМ СЕГНЕТОМАГНЕТИЗМЕ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ

И.М.Губан

Кристаллографическая группа симметрии магнетика определяется по его магнитной группе, если преобразование $R[1]$, которое заключается в изменении знака всех токов и магнитных полей, формально считать тождественным. Как правило такая группа симметрии ниже симметрии парамагнитной фазы, т.е. из-за взаимодействий типа спин-орбитального или магнитострикционного при магнитном переходе происходит перестройка электрической структуры кристалла. Это означает, что термодинамический потенциал в районе точки перехода является функционалом не только микроскопической плотности спина, но и некоторого электрического параметра упорядочения. Нас будет интересовать случай, когда за такой параметр можно выбрать спонтанную электрическую поляризацию кристалла P , т.е. когда возникшая в результате магнитного перехода кристаллографическая группа принадлежит к пироэлектрическому классу. Для описания магнитного фазового перехода, следуя Дзялошинскому [2], введем вектора $S_{n\alpha}$. Связь $S_{n\alpha}$ с микроскопической плотностью спина $s(r)$ внутри элементарной ячейки подробно рассмотрена в [2], и нет необходимости повторять приведенный там вывод. Отметим только, что при применении операций симметрии $S_{n\alpha}$ с заданным n и различными α преобразуются друг через друга, осуществляя представление кристаллографической группы, которое есть прямое произведение представления осуществляемого псевдовектором и n -того неприводимого. В районе точки перехода термодинамический потенциал можно разложить в степенной (а не функциональной как было при использовании $s(r)$) ряд по проекциям $S_{n\alpha}$ и P . Члены ряда определяются как инварианты относительно группы симметрии парамагнитной фазы. Так как парамагнитная фаза обладает операцией R самой по себе, а $S_{n\alpha}$ неинвариантны относительно этого преобразования, то все члены разложения будут билинейны по $s_{n\alpha}^i$.

Если учитывать только обменные взаимодействия, то квадратичная по проекциям спинов магнитная часть термодинамического потенциала будет содержать только суммы квадратов векторов $S_{n\alpha}$ с коэффициентами A_n , которые положительны в парамагнитной фазе

$$\phi_{II} = \sum_n \sum_{\alpha} A_n S_{n\alpha}^2.$$

Переход в магнитоупорядоченное состояние происходит, когда один из A_{n_0} с $n = n_0$ становится отрицательным. Это соответствует тому, что магнетик характеризуется набором векторов $S_{n_0\alpha}$. Вектора $S_{n_0\alpha}$, которые отличны от нуля уже в обменном приближении, будем обозначать L_α .

Если парамагнитная фаза обладала центром инверсии, то поскольку четные степени проекции L_α инвариантны относительно инверсии координат, то разложение нужно вести по четным степеням проекций Р.

Совсем другая ситуация возникает, если до фазового перехода кристаллографическая группа не обладала центром инверсии. В этом случае в разложении термодинамического потенциала возможно присутствие инвариантов вида

$$\gamma_{ik}^{ab} L_\alpha^i L_\beta^k P^l, \quad (1)$$

и в зависимости от направления L_α (которое определяется внешним магнитным полем) в кристалле будет с необходимостью наблюдаваться спонтанная электрическая поляризация.

Такая ситуация возникает всегда в случае магнитного перехода в пьезоэлектриках.

Действительно, представление осуществляющее набором $L_\alpha^i L_\beta^k P^l$, есть куб векторного представления, умноженный на квадрат представления n_0 . Квадрат представления n_0 всегда содержит инвариантное. А в пьезоэлектриках куб векторного представления содержит инвариантное сам по себе, т.е. в разложении термодинамического потенциала магнитных пьезоэлектриков всегда присутствуют члены вида (1).

В пироэлектрических кристаллах среди инвариантов (1) всегда есть обмениный $\gamma_{ik} L^2 P^l$.

Возникающее "вынужденное" электрическое дипольное упорядочение должно обладать рядом особенностей по сравнению с обычным сегнетоэлектрическим.

Во-первых, в магнитных полях H , достаточно сильных, чтобы вектор магнитной поляризации M был параллелен H , но меньших, чем обменные поля, спонтанная электрическая поляризация будет сильно зависеть от направления H и слабо от его величины. Именно такая зависимость спонтанной поляризации наблюдалась в работе [3].

Во-вторых, электрическая поляризация, как видно из (1), вблизи точки магнитного перехода будет линейно изменяться с температурой.

Рассмотрим случай симметрии Td [4] и обменной спиновой плотности с $n_0 = A_2$ (это по-видимому имеет место в бороцитах [5]).

Запишем разложение термодинамического потенциала по степеням направляющих косинусов вектора L (будем обозначать их I_x ; I_y и I_z) проекций векторов M и P :

$$\Phi = \Phi + \frac{1}{2\chi} M^2 + \frac{B}{2} (IM)^2 + \frac{G}{2} (I_x^2 I_y^2 + I_x^2 I_z^2 + I_z^2 I_y^2) - MH + \\ + \alpha (I_x I_y P^z + I_y I_z P^x + I_x I_z P^y) + \beta I M \cdot P + \frac{1}{2\kappa} P^2 - PE.$$

Мы ограничились обменными членами не выше второго порядка по степеням вектора ферромагнетизма M . Член с вводимой константой β указывает на то, что в этом веществе существует линейный магнитоэлектрический эффект обменного происхождения (так как $\beta I M \cdot P$ не зависит от ориентации магнитных векторов относительно кристаллографических осей). Кстати линейный магнитоэлектрический эффект должен наблюдаться при любом антиферромагнитном упорядочении в группе Td .

Если $G > 0$, то вектор L параллелен одной из осей четвертого порядка и $P_0 = 0$. Если $G < 0$, то L параллелен одной из C_3 [4] и

$$P_0^z = -\kappa a I_x I_y; \quad P_0^y = -\kappa a I_z I_x; \quad P_0^x = -\kappa a I_y I_z.$$

Еще один интересный эффект в случае наличия в разложении термодинамического потенциала инвариантов вида (1) это – вращение вектора L электрическим полем. Так например в рассматриваемом случае направление поля вдоль или против оси z изменяет знак произведения $I_x I_y$, т.е. поворачивает L на 90° (наблюдалось в [5]).

Подробно этот и аналогичные вопросы будут рассмотрены отдельно.

Автор выражает глубокую благодарность И.Е.Дзялошинскому, Д.Н.Астрову и Б.И.Альшину за предоставление темы и постоянные обсуждения по ходу выполнения работы.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических
и радио-технических измерений

Поступило в редакцию
26 июня 1968 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1957.
- [2] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 46, 1420, 1964.
- [3] G. T. Rado. J. Appl. Phys. 37, 1403, 1966.
- [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц. Квантовая механика. Физматгиз. М., 1963.
- [5] E. Ascher, H. Rieder, H. Schmid, H. Stössel. J. Appl. Phys., 37,