

$$\xi(\vec{s}) = \arcsin \frac{|\gamma| \sqrt{1 - s_3} \sin(\arg \gamma - \beta)}{\sqrt{(1 + \gamma\gamma^*) [1 + (\vec{s}\vec{\eta})]}}$$

Поскольку физически измеримые величины зависят от комбинаций типа $\psi + \psi$, произвол в выборе γ и η не скажется на конечных результатах.

Выражения (8) и (9) согласуются с приведенными в [4].

Полученные здесь формулы для волновых функций были применены для расчета эффективного сечения электрон-электронного и электрон-позитронного рассеяния. Результаты, естественно, совпали с полученными обычными методами ([8—10]), но объем вычислений заметно сократился.

В заключение автор выражает благодарность А. Б. Куканову за обсуждение и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fradkin D. M., Good R. H. Rev. Mod. Phys., **33**, 343, 1961.
2. Fradkin D. M., Good R. H. Nuovo cimento, **22**, 643, 1961.
3. Stech W. Z. Phys., **144**, 214, 1956.
4. Good R. H., Rose M. E. Nuovo cimento, **14**, 872, 1959.
5. Соколов А. А. В сб.: «Некоторые материалы рабочего совещания по слабым взаимодействиям элементарных частиц». Дубна, 1961.
6. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., 1958.
7. Перов Ю. С. В сб.: «Физическая химия и химическая технология». Красноярск, 1969, стр. 13.
8. Мухтаров А. И., Перов Ю. С. «Изв. АН СССР», сер. физич., **22**, 833, 1958.
9. Перов Ю. С. «Труды Сибирского технологич. ин-та», **38**, 3, 1966.
10. Raczka A., Raczka R. Phys. Rev. **110**, 1469, 1958.

Поступила в редакцию
4.11 1972 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 538.632

Е. П. СВИРИНА, Ю. В. НЕМЧИНОВ, С. С. КАРНЕЕВА

ЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫЙ ХАРАКТЕР ПОЛЯ ХОЛЛА В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИКЕЛЯ И ИНВАРНОГО СПЛАВА

Наиболее общее выражение для поля Холла в магнитоупорядоченных кристаллах имеет вид [1]:

$$E_{\alpha}(\vec{B}, \vec{I}) = R_{\alpha\beta\gamma}^{\circ} B_{\gamma i\beta} + R_{\alpha\beta\gamma}^s I_{\gamma i\beta}, \quad (1)$$

где $R_{\alpha\beta\gamma}^{\circ}$, $R_{\alpha\beta\gamma}^s$ — соответственно тензоры обычного и спонтанного поля Холла. Отсюда видно, что для каждой заданной ориентации первичного тока \vec{j} относительно магнитного поля \vec{H} (как при $\vec{j} \perp \vec{H}$, так и при $\vec{j} \parallel \vec{H}$) должны появиться два компонента поля \vec{E} . Следовательно, всего их должно быть шесть. Естественной причиной этого является анизотропия проводимости ферромагнитного кристалла, с учетом которой и было получено феноменологическое уравнение (1).

Мы решили проверить на опыте содержание уравнения (1) в отношении тензорных свойств спонтанного поля Холла. Измерения проводились на образцах монокристаллического никеля и сплава Fe/Ni—55/45 инварного типа, имевших форму прямоугольных параллелепипедов размерами $15 \times 3 \times 3$ мм. Причем, образцы разрезались на три части: у никеля из середины параллелепипеда была вырезана пластинка толщиной 0,5 мм, а у инвара — кубик с ребром 3 мм. К пластинке и кубику приваривались электроды в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Обычно это делается только в одной плоскости [2, 3]. В заданной таким образом координатной системе $x y z$ магнитное поле \vec{H} было направлено по оси y вдоль длины образцов.

Монокристал никеля был предварительно ориентирован, и его образец вырезан по длине вдоль оси трудного намагничивания $\langle 100 \rangle$.

На рис. 1 и 2 представлены изотермы шести компонентов холловского поля как функции $E_{\alpha}(\bar{H})$.

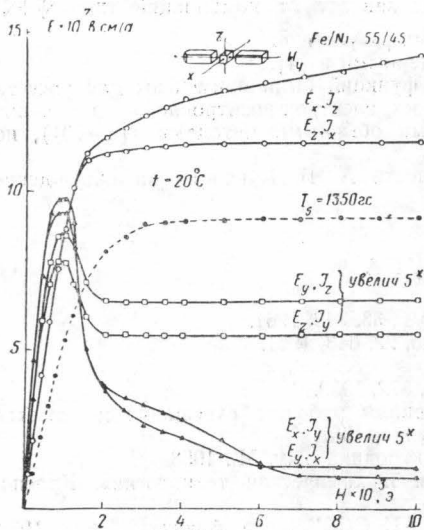


Рис. 1. Зависимость холловских компонентов E_{α} монокристалла Fe/Ni — 55/45 от внешнего магнитного поля H

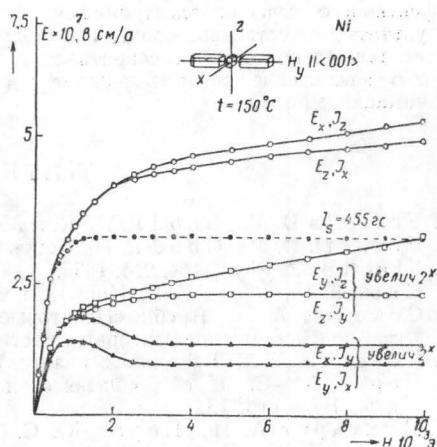


Рис. 2. Зависимость холловских компонентов E_{α} монокристалла Ni от внешнего магнитного поля H

Из рисунков видно, что все парные кривые $E_{\alpha}(\bar{H})$ получены путем «инверсии контактов», т. е. путем взаимной замены направлений первичного тока и измеряемой э.д.с. в каждой из трех координатных плоскостей xz , xy и yz . Эта операция равносильна инверсии самого кристалла и позволяет выявить тензорные свойства эффекта Холла, в частности его centrosymmetrichность [4].

Все компоненты холловского поля подобно намагниченности I явно стремятся к насыщению. При этом ни одна из них не обращается в нуль. С точки зрения более ранней теории анизотропии нечетных гальваномагнитных эффектов [5] объяснить такое поведение трудно. Поэтому мы считаем более правильным представление поля Холла через аксиальный вектор \bar{b} , компоненты которого, в свою очередь, связаны с компонентами магнитной индукции \bar{B} через тензор второго ранга R_{ik} [6]:

$$E_i = [\bar{b} \times \bar{j}]_i, \quad (2)$$

где

$$b_i = R_{ik} B_k = R_{ik}^0 H_k + R_{ik}^s I_k. \quad (3)$$

В области технического насыщения для спонтанного поля Холла из (2) и (3) имеем

$$\begin{aligned} E_x^s &= R_{yy}^s I_s j_z - R_{zy}^s I_s j_y, \\ E_z^s &= R_{xy}^s I_s j_y - R_{yy}^s I_s j_x. \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогичные выражения получаются для плоскостей xy и yz . Отсюда видно, что инверсионные компоненты поля Холла E_x^s и E_z^s в основном определяются инверсионными токами j_z и j_x , и чем меньше будет сопутствующий им компонент j_y , тем ближе по своему значению должны быть величины E_x^s и E_z^s . Однако учесть влияние сопутствующих компонентов тока довольно ложно. Поэтому определение спонтанных коэффициентов R_{ik} по общепринятому методу носит довольно приближенный характер.

Мы благодарим К. П. Белова и М. И. Каганова за интерес к нашей работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
2. Волкенштейн Н. В., Федоров Г. В. «Физика металлов и металловедение», 2, 377, 1956.
3. Белов К. П., Свирина Е. П. «Физика металлов и металловедение», 96, 20, 1968.
4. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., 1967.
5. Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М., 1939.
6. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М., 1971.

Поступила в редакцию
1.12 1972 г.

Кафедра общей физики
для биологов

УДК 535.375.54

Б. Ф. ПОЛКОВНИКОВ

О НАБЛЮДЕНИИ «АНОМАЛЬНОГО» РЕЗОНАНСА В КРИСТАЛЛЕ α - NiO_3

В работах [1—3] наблюдалось рассеяние света в пьезокристаллах, имеющих механические резонансы в ближней инфракрасной области. Наблюдаемый частотно-угловой спектр, обусловленный выполнением двух законов сохранения: энергии

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega \quad (1)$$

и импульса

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}, \quad (2)$$

имеет вид «эллипса» (см., например, [1]). Если в области выполнения условий пространственного синхронизма (1), (2) имеется еще одно механическое колебание, то спектрограмма трансформируется в соответствии с законом дисперсии $\vec{k}(\omega)$ без учета поглощения [3]; $k(\omega_0) \rightarrow \infty$. При этом наблюдается характерное взаимное «отталкивание» (антипересечение) линий. (Условие максимума интенсивности имеет вид $y=1/x$ и линии максимальной интенсивности напоминают две гиперболы.) Однако в кристалле α - NiO_3 наблюдались резонансы [4], внешний вид которых отличается от типичной картины. Вместо отталкивания линий имеется широкая диффузная полоса рассеяния, спускающаяся к области малых углов, а в области больших углов наблюдается весьма резкое падение интенсивности рассеянного света. В той же работе объясняется такой «аномальный» резонанс. Настоящая работа посвящена более подробному рассмотрению этого явления.

Если в нецентросимметричной среде поляризация \vec{P} , возникающая под действием внешнего поля \vec{E} , представлена в виде

$$4\pi\vec{P} = (\epsilon - 1)\vec{E} + \beta\vec{E}^2 + \gamma\vec{E}^3, \quad (3)$$

где β и γ — квадратичная и кубичная поляризуемости, умноженные на 4π , то интенсивность параметрического рассеяния пропорциональна функции [5, 6]

$$F \equiv \text{Im}(\tilde{F}) = \text{Im} \left[\gamma(\omega) + \frac{\beta^2(\omega)}{n^2 - \epsilon^*(\omega)} \right]. \quad (4)$$

В окрестности изолированного механического резонанса можно положить [7]

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_m}{z}, \quad \beta(\omega) = \beta_\infty + \frac{\beta_m}{z^*}, \quad (5)$$

$$\gamma(\omega) = \frac{\gamma_m}{z^*}, \quad z \equiv x - i, \quad x \equiv \frac{\omega_0 - \omega}{\Gamma}.$$

Введем далее фоновое поглощение, т. е. предположим, что $\epsilon_\infty = \epsilon'_\infty + i\epsilon''_\infty$. Учитывая также связь $\beta_m^2 = \epsilon_m\gamma_m$ [8], можно \tilde{F} из (4) записать в виде