

Е. Ф. КУРИЦЫНА, КАО ЛАН

АНИЗОТРОПИЯ ПЛОСКОГО ГАЛЬВАНОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НИКЕЛЯ

(Представлено академиком Г. В. Курдюмовым 16 II 1971)

Исследованию плоского гальваномагнитного эффекта или иначе плоского эффекта Холла посвящен ряд работ⁽¹⁻³⁾. В них и теоретически, и экспериментально показано, что в помещенном в магнитное поле образце, по которому протекает ток, возникает поперечное электрическое поле, лежащее в одной плоскости с векторами намагничивания и плотности тока. Для однодоменного поликристаллического образца, имеющего форму прямоугольной пластинки, плоскость которой совпадает с плоскостью xOy и ток направлен вдоль оси x , величина этого поля, отнесенная к единице плотности тока, равна

$$\varepsilon_y = E_y/j_x = \frac{1}{2}P \sin 2\varphi,$$

где P — постоянная плоского гальваномагнитного эффекта, зависящая от свойств ферромагнетика, его намагниченности и температуры, φ — угол между направлениями тока и намагниченности в образце.

В монокристаллических образцах эффект практически не изучен. Имеются только единичные работы, которые не дают представления об особенностях этого эффекта в монокристаллах, в частности о его анизотропии. Так, например, в⁽⁴⁾ исследовалась зависимость э.д.с. плоского эффекта Холла в пленках от направления магнитного поля в ее плоскости при протекании тока только вдоль направления $[110]$. Поэтому представляет интерес исследовать подробно анизотропию этого эффекта в различных ферромагнитных монокристаллах.

Исследованию анизотропии плоского гальваномагнитного эффекта в ферромагнитных монокристаллах с кубической решеткой и посвящена настоящая работа. В качестве образцов применяли эпитаксиальные пленки никеля, выращенные на поверхности (001) монокристалла LiF и повторяющие его структуру. Пленки получали при термическом испарении в вакууме $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. и осаждении на свежий скол монокристалла LiF при температуре $\sim 380^\circ \text{C}$. Чтобы исследовать анизотропию в плоскости (001) , одновременно напыляли целую серию пленок в форме удлиненных прямоугольников, длинные стороны которых были ориентированы в этой плоскости под различными углами к направлению $[100]$. Для этого при напылении применяли специальную маску, позволяющую получать сразу 9 пленок, для которых эти углы лежали в интервале от 0 до 45° . Монокристалльность пленок проверялась на электронографе. Возникающая в образце поперечная разность потенциалов определялась с помощью электронного самопишущего потенциометра. *

Пленочные образцы никеля, вдоль длинной стороны которых пропускался ток, помещали в поле электромагнита, достаточное для намагничивания ее до насыщения. При медленном вращении пленки в поле, лежащем в ее плоскости, снималась зависимость возникающей поперечной э.д.с. от угла φ между направлениями тока и поля. Одна из полученных таким образом на ленте самописца запись представлена на рис. 1. Подобные кри-

вые были получены для всех изучаемых пленок для различных полей и направлений тока в плоскости (001); обнаружено, что в характере зависимости величины эффекта от угла φ никаких особенностей по сравнению с поликристаллическими образцами нет.

По полученным кривым определялись величины амплитуд A_0 для различных углов θ между направлениями текущего тока и [100] и для определения характера анизотропии эффекта строились кривые $A_\theta/A_0 = f(\theta)$, где A_0 — амплитуда для образца, по которому ток пропускаться вдоль направления [100].

На рис. 2 точками показана такая зависимость, полученная для одной из исследуемых пленок Ni толщиной 1240 Å. По мере увеличения угла между током и направлением [100] от 0 до 45° максимальная величина плоского гальваномагнитного эффекта постепенно убывает, уменьшаясь более чем вдвое. Полученный таким образом экспериментальный результат указывает на анизотропность в монокристаллических и х пленках изучаемого нами плоского гальваномагнитного эффекта.

Для определения характера зависимости величины плоского эффекта Холла от угла θ рассмотрим поведение однодоменного монокристаллического образца с кубической решеткой в однородном магнитном поле. В общем случае при постоянной температуре будет справедливо соотношение

$$E_i = \rho_{ik} j_k,$$

где E_i — компоненты вектора электрического поля, j_k — компоненты вектора плотности тока, ρ_{ik} — элементы тензора удельного сопротивления. Для получения феноменологического выражения эффекта разложим элементы тензора ρ_{ik} , как это неоднократно делалось (3-7), в ряд по степеням компонент намагниченности и ограничимся членами второго порядка по компонентам вектора \mathbf{M} :

$$\rho_{ik}(\mathbf{M}) = \rho_{ik}^{(0)} + \rho_{ikl}^{(1)} M_l + \rho_{iklm}^{(2)} M_l M_m + \dots$$

$$(i, k, l, m = x, y, z).$$

Рассмотрим случай кубической решетки. Выберем оси координат совпадающими с ребрами куба. Для образца, имеющего форму тонкой пластинки, плоскость которой совпадает с плоскостью xOy , с намагниченностью и плотностью тока, лежащими в этой же плоскости ($M_z = 0, j_z = 0$) отличными от нуля компонентами симметричного тензора (который определяет плоский эффект, так как этот эффект четный) будут

$$\rho_{xxxx}^{(2)} = \rho_{yyyy}^{(2)} = a, \quad \rho_{xxyy}^{(2)} = \rho_{yyxx}^{(2)} = b, \quad \rho_{xyxy}^{(2)} = c.$$

Введем обозначения

$$\frac{1}{2}[c - (a - b)]M^2 = P_1, \quad \frac{1}{2}[c + (a - b)]M^2 = P_2.$$

Если ток в образце пропустить не вдоль какого-либо ребра куба, а в плоскости образца под углом θ к нему, то можно ввести новую систему координат, повернутую относительно первоначальной на угол θ . Используя

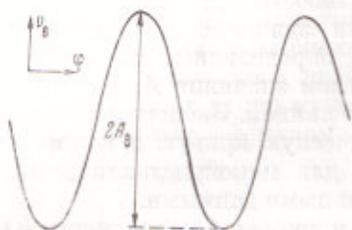


Рис. 1. Зависимость эд.с. плоского эффекта Холла ($v_H \approx \varepsilon_H$) от угла φ для пленки Ni толщиной 1240 Å при $\theta = 0$

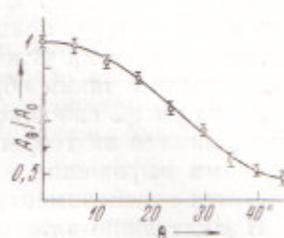


Рис. 2. Зависимость $A_\theta/A_0 = f(\theta)$ для пленки толщиной 1240 Å в поле $H = 6000 \text{ э}$

формулы для преобразования матриц, получим в новой системе выражение

$$\rho_{yx}^{(2)} = 1/2 P_1 \sin 4\theta \cos 2\varphi + 1/2 (P_2 + P_1 \cos 4\theta) \sin 2\varphi.$$

Полученная величина $\rho_{yx}^{(2)}$ будет равна значению возникающего в плоскости образца поперечного электрического поля, отнесенного к единице плотности тока, т. е. $\rho_{yx}^{(2)} = \varepsilon'_y$. Иначе

$$\varepsilon'_y = A_0 \sin (2\varphi + 2\varphi_0),$$

где $A_0 = \sqrt{1/4 [P_1^2 \sin^2 4\theta + (P_2 + P_1 \cos 4\theta)^2]}$, φ_0 — определяется коэффициентами P_1 и P_2 и зависит от угла θ . В частности $\varphi_0 = 0$ для углов $\theta = 0, \pi/4$.

Для проверки справедливости полученного соотношения построим кривую $A_0/A_0 = f(\theta)$, приняв значение $A_{11}/A_0 = 0,48$, равное отношению амплитуд для этих углов, определенных из экспериментальных кривых. Подсчитанные таким образом значения A_0/A_0 для различных θ нанесены также на рис. 2 сплошной линией. Экспериментальные точки довольно хорошо ложатся на теоретическую кривую и можно считать, что полученное нами выражение ε'_y для монокристаллических образцов никеля согласуется с экспериментальными данными.

В заключение авторы приносят благодарность Ю. В. Васильеву за постоянную помощь в работе.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
16 II 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Вудинь Кы, Е. Ф. Курицына, ДАН, 160, № 1, 77 (1965). ² В. Саграт, М. Galinier, R. Marille, Rev. phys. appl., 4, 4, 533 (1969). ³ Вудинь Кы, Докторская диссертация, МГУ, 1967. ⁴ V. A. Marsocci, T. T. Chen, J. Appl. Phys., 40, 8, 3361 (1969). ⁵ J. P. Jan, Solid State Phys., 5, 1 (1957). ⁶ М. И. Каганов, Сборн. Магн. структура ферромагнетиков, Изд. АН СССР, 1960, стр. 79. ⁷ Вудинь Кы, Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 4, 576 (1965).