

температурах носители могут преодолеть только невысокие барьеры (W_0 низко), т. е. ток течет по «длинным» путям. С увеличением температуры или величины прикладываемого напряжения НЗ могут преодолеть уже более высокие барьеры (W_0 велико), и соответственно токовые пути «укорачиваются», так что проводимость увеличивается.

Заметим, что эффект переключения, по-видимому, сопровождается омическим разогревом ВП-канала (при скачке тока в цепи) и, как следствие, соседствующих с ним слоев границы. В результате ток должен выталкиваться из ВП-слоя в СЛП-слой, что приводит к более сильному (квадратичному [2–4]) возрастанию тока, чем это следует из соотношения (3). Возможно, именно с этим эффектом и связано расхождение расчетных и экспериментальных ВАХ на рис. 2, начиная с некоторых значений тока выше порога переключения.

Список литературы

1. Артемьев А. В., Горелик С. С., Евтодий Б. Н. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 1951.
2. Они же // Препринт ИПТМ и ОМ АН СССР. Черноголовка, 1989.
3. Fedotov A. K., Evtody V. N., Katz E. A., Pyashyk Ju. M. // Phys. Stat. Solidi(a). 1990. V. 119. P. 523.
4. Fedotov A., Evtody V., Katz E. et al. // Journ. Cryst. Growth. 1990. V. 104. P. 186.
5. Федотов А. К., Евтодий Б. Н., Кац Е. А., Ильяшук Ю. М. // Тез. докл. 7-й Всесоюз. конф. по физике полупроводников. 23–25 окт. 1990. Киев, 1990. Ч. 2. С. 267.
6. Ильяшук Ю. М., Федотов А. К. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1990. № 3. С. 20.
7. Шендеровский В. А., Диалло Д. А., Федотов А. К. и др. // Препринт № 15. Ин-т физ. АН УССР. Киев, 1986. С. 3.
8. Джульде Д. А., Добрего В. П., Ильяшук Ю. М., Радевич Е. Н., Федотов А. К. // Физ. тв. тела. 1988. Т. 30. С. 2391.
9. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М., 1974.
10. M at a g e H. F. // Journ. Appl. Phys. 1986. V. 59. № 1. P. 97.
11. Поликристаллические полупроводники: Физические свойства и применение / Под ред. Г. Харбеке. М., 1898.
12. K a z m e r s k i L. L., R u s s e l P. E. // Journ. Phys. Coll. 1982. V. 43. Suppl. P. 172.
13. P i z z i n i S. // Silicon processing for photovoltaics / Ed. C. P. Khaffak, K.G. Pavi Elsevier. 1985. P. 167.
14. K r e m p a s k i J., B e d n a r i k J. // Acta. Phys. Slov. 1986. № 2. P. 139.

Поступила в редакцию 27.09.93.

УДК 538.129 + 621.3.083.8

В. М. АНИЩИК, В. И. ПРОКОШИН,
В. А. ЯРМОЛОВИЧ, И. И. ВАСИЛЬЕВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЛАНАРНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

The planar Hall effect in ferrum—nickel films has been studied. The opportunity to use the planar Hall effect in investigations of thin ferromagnetic films at reversed magnetization has been considered.

Планарный эффект Холла используется при создании датчиков магнитных полей с чувствительностью, более чем на порядок превышающей этот параметр у обычных холловских датчиков [1, 2]. Однако в литературе мало сведений о возможности применения планарного эффекта Холла для исследований физико-химических свойств материалов, например для изучения тонких ферромагнитных пленок.

В методическом отношении измерения планарного эффекта Холла достаточно просты и не требуют конструирования специальной измерительной аппаратуры, что немаловажно для экспериментаторов. Если пленку, по которой протекает ток J , поместить в магнитное поле, параллельное ее поверхности, то планарная э. д. с. Холла описывается известным из теории гальваномагнитных явлений выражением [3]:

$$U = 0,5R_p J B_p^2 h^{-1} \sin 2\varphi_0, \quad (1)$$

где R_p – планарный коэффициент Холла, h – толщина пленки, φ_0 – угол

между вектором индукции магнитного поля пленки V_p и направлением J . Для немагнитной пленки указанное выражение справедливо при условии, что приложенное внешнее магнитное поле V_0 однородно или квазиоднородно в пределах размеров образца, и в этих условиях векторы V_p и V_0 тождественны, т. е. $V_p = V_0 = \mu_0 H_0$, где μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость вакуума, а H_0 – напряженность внешнего однородного магнитного поля.

Для ферромагнитной пленки условия корректного использования формулы (1) более жестки, так как однородность внешнего магнитного поля V_0 в общем случае не обеспечивает постоянства величины индукции магнитного поля V_p внутри ферромагнетика. Чтобы этого добиться, образцу нужно придать форму эллипсоида вращения, а в двухмерном пространстве пленка должна быть эллипсом или кругом, что представляет собой частные случаи сильно деформированного эллипсоида вращения. При таком подходе V_p постоянно и однородно в пленке, и для таких конфигураций связь между V_p и V_0 можно найти из формулы Аркадьева [4]:

$$V_p = V_0 [1/\mu(H_0) + N_p(1 - 1/\mu(H_0))]^{-1}, \quad (2)$$

где N_p – размагничивающий фактор или коэффициент размагничивания по соответствующей полуоси эллипсоида ($p = a, b, h/2$), выражения для которых приведены в [5]; $\mu(H_0)$ – магнитная проницаемость вещества, зависящая от H_0 .

Наиболее простой расчет соответствует конфигурации пленки в виде круга диаметром d и толщиной h , для которого размагничивающий фактор приближенно описывается формулой [6]:

$$N_p = h/(h + d). \quad (3)$$

Подставляя (3), (2) в (1), получаем выражение для планарной холловской э. д. с. пленки магнитного ферромагнетика, имеющей магнитную проницаемость $\mu(H_0)$:

$$U = 0,5R_p J h^{-1} V_0^2 \sin 2\varphi_0 \left[1/\mu(H_0) + \frac{h}{h+d} (1 - 1/\mu(H_0)) \right]^{-2}. \quad (4)$$

По измеренным зависимостям э. д. с. планарного эффекта Холла U от величины индукции V_0 (или напряженности H_0) внешнего магнитного поля, решая уравнения (4), с помощью ЭВМ можно определить магнитную проницаемость вещества пленки $\mu(H_0)$. Однако большей информативностью обладают петли намагниченности $M(H_0)$, или индукции $V(H_0)$, представляющие собой характеристики материала пленки. Поэтому если учесть $\mu(H_0) = V(H_0)/(\mu_0 \cdot H_0) = V(H_0)/V_0$, то (4) можно представить в виде

$$U = 0,5R_p J h^{-1} \sin 2\varphi_0 \left[1/V(H_0) + \frac{h}{h+d} \left(\frac{1}{H_0 \mu_0} - \frac{1}{V(H_0)} \right) \right]^{-2}. \quad (5)$$

Последнее выражение дает зависимость э. д. с. планарного эффекта $U(H_0)$ от индукции магнитного поля в веществе $V(H_0)$, что существенно отличается от формулы (1), где U связано с индукцией V_p , т. е. индукцией в образце. При $h \ll d$, что соответствует пренебрежимо малому размагничивающему фактору, (5) переходит в традиционное выражение, которое можно было бы получить из (1), исходя из общезначимых соображений:

$$U = 0,5R_p J h^{-1} \sin 2\varphi_0 \cdot V^2(H_0). \quad (6)$$

Из сравнения (1) и (6) видно, что индукция магнитного поля в образце V_p трансформируется в индукцию в веществе $V(H_0)$, т. е. характеристику материала в тонкопленочном состоянии. Следовательно, подбирая маленькие значения размагничивающего фактора, можно строить петли гистерезиса $V(H_0)$ по (6), либо использовать выражение (5) для других соотношений h и d . Кроме того, из (5) и (6) следует, что $\pm \sqrt{U}$

пропорционален $B_p(H_0)$ или $B(H_0)$, поэтому при построении петель гистерезиса следует учитывать знак \sqrt{U} . Так, на рис. 1 представлены зависимости $U(B_0)$ и построенная с учетом (5) петля гистерезиса $B(H_0)$ для пленок пермаллоя (Ni – 80 %, Fe – 20 %) толщиной 40 нм. Пленки были осаждены с помощью электронно-лучевого испарения на подложку из ситалла СТ-50-1, нагретую до температуры 300 °С с последующим термическим отжигом в течение часа при температуре 400 °С без нарушения вакуума. Они имели форму круга диаметром $d = 5$ мм, что соответствует размагничивающему фактору $N_p/1 \cdot 10^{-5}$. Нулевые значения U в зависимостях $U(B_0)$ соответствуют $B_0 = \pm \mu_0 H_c$, где H_c – коэрцитивная сила пленок. В данном случае $H_c = (160 \pm 15)$ А/м, что следует из любого графика на рис. 1.

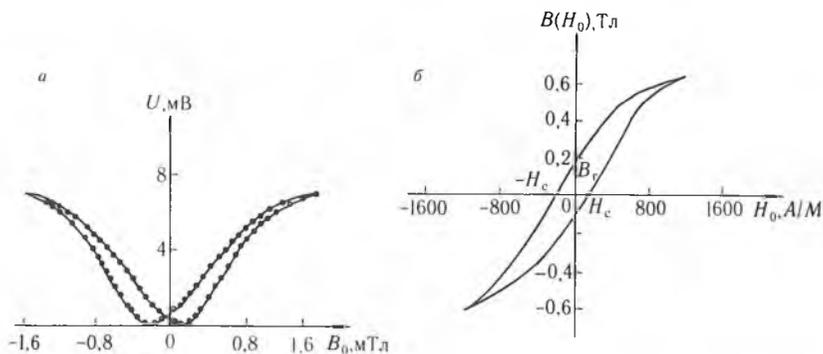


Рис. 1. Установившаяся зависимость э. д. с. планарного эффекта Холла от величины внешнего магнитного поля (а), соответствующая предельной петле гистерезиса (б) после десятикратного перемагничивания образца, $J = 100$ мА

Что касается других параметров пленок, то, в частности, остаточная индукция B_p , которая в нашем случае была равна $(0,17 \pm 0,01)$ Тл, не может быть определена столь легко и однозначно, т. е. одних измерений $U(H_0)$ для этого недостаточно. Нужно определить либо R_p , для чего обязательно провести другие измерения, либо при неизвестном R_p необходимо найти хотя бы одну точку петли $B(H_0)$, чтобы проградировать вертикальную ось \sqrt{U} в абсолютных значениях индукции. В частности, можно использовать приближение, заключающееся в том, что при больших H_0 (или B_0), когда достигается техническое насыщение в образце, B_p приближается к индукции насыщения B_s , что соответствует поведению $U(H_0)$ в этой области. Если материал пленки известен, то B_s , как правило, слабо зависящая от структуры величина и может быть взята из литературы. Кроме того, можно осуществить независимое измерение величины B_s иными, не гальваномангнитными, методами.

Рассмотрим еще одну возможность использования планарного эффекта Холла для изучения поведения тонких ферромагнитных пленок при перемагничивании. Известно, что макроскопические характеристики пленок, например магнитная проницаемость, а следовательно, и индукция магнитного поля в веществе являются нелинейными многозначными функциями напряженности H_0 , они зависят от предыстории процесса намагничивания. Так, для получения установившейся петли гистерезиса, когда намагниченность при измерении поля изменяется по одной и той же замкнутой кривой, нужно несколько десятков раз пройти весь гистерезисный цикл (см. рис. 1).

Изучение же квазистатического процесса намагничивания в зависимости от предыстории образца является весьма трудоемкой задачей. В последнее время участились попытки построения теоретических моделей, учитывающих предысторию образца. Предлагаемый метод планарного эффекта Холла позволяет исследовать данное явление экспериментально. При этом можно легко задавать начальные условия: от полностью размагниченной пленки до сформированной начальной на-

магнитности в заданном направлении. На рис. 2 представлены варианты зависимости квазистатического намагничивания пленок пермаллоя при различных начальных условиях. При этом обнаруживаются процессы аккомодации планарной э. д. с. Холла в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля B_0 . Явление аккомодации $V(H_0)$ в процессе намагничивания было известно ранее [7], однако механизмы его происхождения детально не изучены, в первую очередь это касается аккомодации в процессах переноса носителей заряда.

Таким образом, данный метод позволяет получать информацию о процессах перемагничивания в пленках в зависимости от их предыстории посредством транспорта носителей заряда.

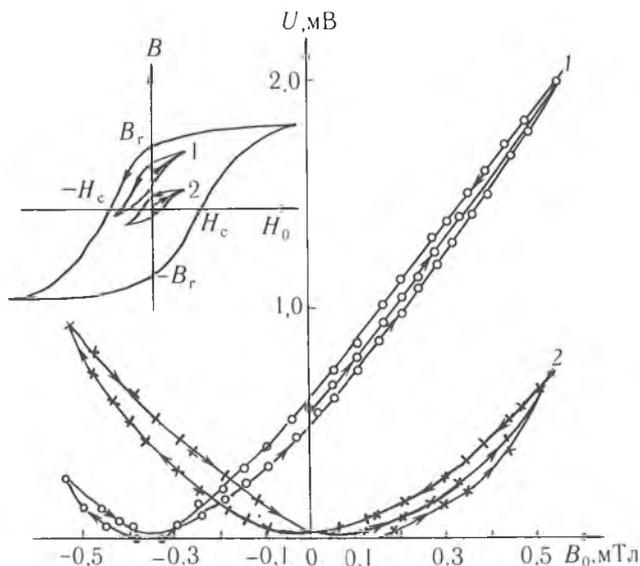


Рис. 2. Варианты зависимости $U(B_0)$ в пленке пермаллоя, иллюстрирующие магнитную аккомодацию образца в зависимости от предыстории намагничивания, $J = 50$ мА: 1—соответствует частной петле гистерезиса предварительно намагниченной пленки; 2—соответствует симметричной частной петле $V(H_0)$ предварительно размагниченного образца

Список литературы

1. Васильев И. И., Прокошин В. И., Ярмолович В. А. //Измерит. техника. 1992. Вып. 3. С. 47.
2. Болдашев А. М., Лисовский Ф. В., Роев В. К. и др. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справ. М., 1987.
3. Хомерики О. К. Гальваномагнитные элементы и устройства автоматики и вычислительной техники. М., 1975.
4. Преображенский А. А., Бишорд Е. П. Магнитные материалы и элементы. М., 1986.
5. Аполонский С. М. Справочник по расчету электромагнитных экранов. Л., 1988.
6. Технология тонких пленок: Справ./Под ред. Л. Майсела, Р. Глэнга. М., 1977. Т. 2.
7. Постоянные магниты: Справ./Под ред. Ю. М. Пятина. М., 1980.

Поступила в редакцию 06.09.93.

УДК 669.76:537.3

В. Г. ШЕПЕЛЕВИЧ

ТЕКСТУРА И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЫ

The texture $\{11\bar{2}0\} + \{20\bar{2}5\}$ is formed in foils of $\text{Bi}_2\text{Te}_{3.4}\text{Se}_{0.6}$ produced from melt by superfast hardening. Specific electrical resistance, Hall coefficient and differential thermal electromotive force over the range 77—370 K have been studied. Two stages in changing of the electrical properties of fast-hardened foils upon isochronous annealing have been revealed and activation energies have been determined.