

Б. Т. БОЙКО, Л. С. ПАЛАТНИК, А. Н. СИНЕЛЬНИКОВ,
Ю. Л. ФРИМАН, В. Б. АРАКЕЛЯН

**ЭФФЕКТЫ ХОЛЛА И ГАУССА В ОСТРОВКОВЫХ
КОНДЕНСАТАХ ПЛАТИНЫ НА СКОЛАХ NaCl**

(Представлено академиком С. А. Векшинским 9 IV 1971)

Многие вопросы, связанные с механизмом электропроводности островковых конденсатов металлов на диэлектриках (о.к.м./д.) (¹⁻⁴), до настоящего времени еще не выяснены. Гальваномагнитные эффекты и, в особенности, эффекты Холла и Гаусса (магнетосопротивление) дают обширную информацию о природе транспортных свойств изучаемых объектов, но для систем типа о.к.м./д. данные об исследовании этих эффектов отсутствуют. Известны лишь две работы по изучению эффекта Холла в объекте, подобном о.к.м./д. — кермете Au — SiO₂ (^{5, 6}). В кермете, полученном термическим испарением, холловская подвижность $\mu^* \approx 0,3 \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек})$ (⁵), а в кермете, полученном катодным распылением, эффект Холла обнаружен не был (⁶).

Цель настоящей работы — описание эффектов Холла и Гаусса в системах, представляющих островковые конденсаты платины на сколах

Таблица 1

Сопротивление R , э.д.с. Холла E^* , ток через образец I , холловская подвижность μ^* , магнетосопротивление Γ и т.к.с. α конденсатов платины на сколах NaCl при комнатной температуре

	$R \cdot 10^{-6}$, ом	$E^* \cdot 10^4$, в	$I \cdot 10^4$, а	μ^* , $\text{см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек})$	$\Gamma \cdot 10^{12}$, гс ⁻²	$\alpha \cdot 10^4$, град ⁻¹
1	$8,1986 \cdot 10^{-3}$	2	$1,4 \cdot 10^2$	0,44	+0,5	+5
2	$2,0540 \cdot 10^{-2}$	1,4	$5,4 \cdot 10$	0,3	-4,8	+2,4
3	$3,2683 \cdot 10^{-2}$	1,2·10	$8,2 \cdot 10$	0,8	-5,4	+1,1
4	$5,4978 \cdot 10^{-2}$	3	$6,2 \cdot 10$	0,2	-3,2	+0,5
5	$1,6425 \cdot 10^{-1}$	3	4	0,08	-1,5	-1,2
6	$7,7852 \cdot 10^{-1}$	1,5	$1,2 \cdot 10$	0,04	-2,1	-3
7	1,2596	2,3	8	0,06	-0,8	-3,6
8	2,2299	3,6	9	0,05	-1,2	-5,5
9	9,3055	2,5	6	0,02	-0,8	-9

NaCl, которые получали методом катодного распыления, обеспечивающим более высокую стабильность структуры и свойств пленок по сравнению с методом термического испарения (⁷). Методика препарирования пленок аналогична описанной в работе (⁴).

Измерение гальваномагнитных эффектов проводили в вакуумной камере при давлении остаточных газов $p \approx 10^{-5}$ тор в установке, позволяющей проводить измерения в широком интервале температур — от азотных до 300° С. Напряженность магнитного поля H между полюсами электромагнита 14 000 э.

Эффект Холла измеряли компенсационным методом по схеме с двумя холловскими зондами на образцах с отношением длины к ширине 3:1. В качестве ноль-индикатора использовали гальванометр М17/10 с ценой деления $3 \cdot 10^{-11}$ а и критическим сопротивлением 120 ком, этот же галь-

ванометр использовали в качестве внешнего прибора к мосту МО-62 при измерении магнетосопротивления.

Для выделения эффекта Холла и других гальвано- и термомагнитных эффектов и учета э.д.с., связанной с неэквипотенциальностью холловских зондов, измерения проводили с реверсом электрического и магнитного полей. Для выявления эффектов Эттингсгаузена и Нернста — Эттингсгаузена, которые, так же как эффект Холла, являются нечетными по электрическому и магнитному полям, проводили измерения продольного и поперечного градиента температур на образцах. В пределах точности измерения градиента температур порядка $0^{\circ},1$ указанные эффекты в исследуемых объектах не обнаружены.

Сопротивления исследованных островковых конденсаторов Pt на NaCl при комнатной температуре изменялись от ~ 800 ом до 1 Мом. В результате экспериментов впервые удалось измерить эффект Холла и обнаружить отрицательное магнетосопротивление на островковых конденсатах металлов на диэлектриках. Результаты измерений холловской подвижности μ^* , магнетосопротивления Γ и термического коэффициента сопротивления (т.к.с.) α систем о.к. Pt/NaCl при комнатной температуре приведены в табл. 1 и на рис. 1.

Электронномикроскопические исследования показывают, что островковую структуру имеют пленки с сопротивлением при комнатной температуре выше 1 ком (рис. 2), в пленках с сопротивлением ниже 1 ком структура канальная.

Из графиков (рис. 1) видно, что у пленок с канальной структурой (область I) физические свойства такие же, как и у сплошных тонких пленок: значения подвижности $\mu^* > 0,1$ $\text{см}^2/(\text{в}\cdot\text{сек})$, знак т.к.с. и магнетосопротивления положительный. Свойства пленок с островковой структурой можно разделить на две области II и III. В области II характер электропроводности металлический (знак т.к.с. +), а в области III — термически активируемый (знак т.к.с. —). В обеих областях магнетосопротивление отрицательно, в островковых пленках, относящихся к области II, зависимость магнетосопротивления от логарифма сопротивления носит экстремальный характер, а в островковых пленках, относящихся к области III, магнетосопротивление монотонно убывает по абсолютной величине, оставаясь отрицательным.

В настоящей работе обсуждаются гальваномагнитные эффекты в островковых пленках, относящихся к области II на рис. 1. В этих пленках значения холловской подвижности $0,2 < \mu^* < 0,6$ $\text{см}^2/(\text{в}\cdot\text{сек})$ находятся на пределе значений подвижности, когда еще применима кинетика Больцмана, основанная на представлении, что рассеяние носителей имеет характер редких столкновений, а на протяжении свободного пробега носители движутся консервативно. Очевидно, если неопределенность в энергии носителей $\Delta\epsilon$, вытекающая из соотношения неопределенности Гейзенберга, будет порядка kT , исходное представление, на котором основано кинетическое уравнение, теряет смысл (8). Следовательно, проводимость в рассматриваемых островковых пленках осуществляется по предельно

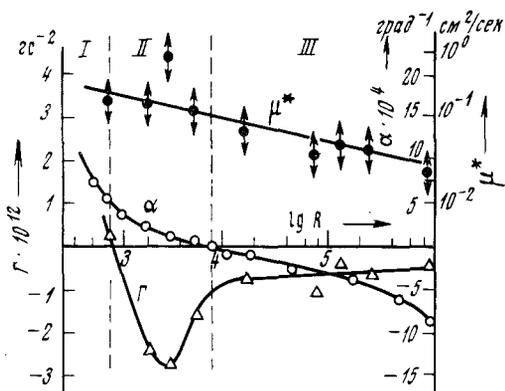


Рис. 1. Зависимость холловской подвижности μ^* , магнетосопротивления Γ и т.к.с. α от логарифма сопротивления конденсаторов Pt/NaCl при комнатной температуре

узким зонам, образованным за счет перекрытия волновых функций электронов на хаотически расположенных островках. Аналогичная ситуация наблюдается и в легированных полупроводниках в области температур и концентраций, когда проводимость в них осуществляется по примесной зоне. Температуры, при которых наблюдается проводимость по примесной зоне в типичных полупроводниках, близки к гелиевым, что связано с малой энергией ионизации легирующей примеси в диэлектрической среде.

Особенностью исследуемых в настоящей работе систем является то, что они позволяют изучать физические свойства узких зон типа примесных и связывать их со структурой в широком интервале температур.

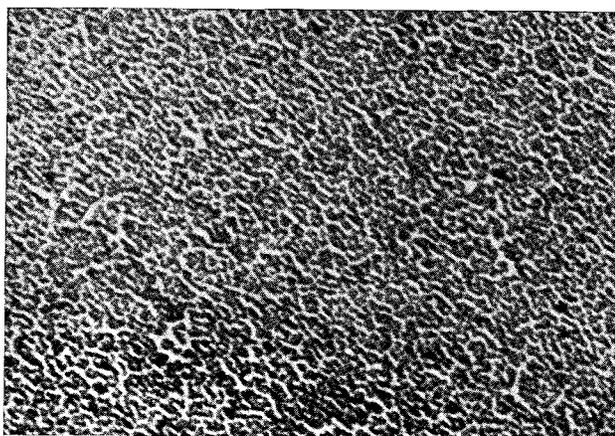


Рис. 2. Электронномикроскопический снимок островкового конденсата Pt/NaCl сопротивлением 4 ком; $160\,000\times$

Специфическим свойством неупорядоченных систем, проводимость в которых осуществляется по узким зонам, является уменьшение сопротивления в слабых магнитных полях — отрицательное магнетосопротивление. Мы наблюдаем этот эффект на системах о.к. Pt/NaCl при комнатной температуре. В полупроводниках, проводимость которых осуществляется по примесной зоне, впервые этот эффект описан в работе (9) при температурах, близких к гелиевым.

Теоретическое обоснование отрицательного магнетосопротивления (и экстремальный характер его изменения) было предложено Тоязава (10), который основывался на идее Иосида (11), согласно которой локализованные магнитные моменты приводят к отрицательному магнетосопротивлению, пропорциональному квадрату намагниченности M . В (10) показано, что спины в металлической примесной зоне могут локализоваться на самой неупорядоченной системе примесных состояний, образующих узкую зону. В островковых пленках, относящихся к области II (рис. 1), также есть небольшое количество достаточно локализованных состояний, на которых могут закрепляться спины. Достаточная локализация в этом случае означает, что несмотря на то, что в данном состоянии есть локализованный спин, оно все же принимает участие в общем металлическом характере проводимости.

Средний магнитный момент γ локализованного спина, вычисленный из наблюдаемого магнетосопротивления в предположении

$$\frac{R(H) - R(0)}{R(0)} \sim - \langle M^2 \rangle, \quad \langle M \rangle \sim \text{tg} \frac{\gamma H}{kT},$$

на порядок выше магнитного момента электрона на изолированной примеси. Основная причина большого γ , так же как и в случае примесной

проводимости в полупроводниках, рассматриваемой Тоязава, — коллективная природа локализованных спинов. С одной стороны, в них вносят вклад электроны, которые проходят через магнитные состояния, с другой стороны — поляризация окружающих немагнитных состояний.

Гамильтониан для отдельного электрона в примесной зоне имеет вид⁽¹⁰⁾

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_n + \mathcal{H}_c,$$

где \mathcal{H}_0 — гамильтониан свободного электрона, \mathcal{H}_n и \mathcal{H}_c учитывают соответственно неупорядоченность примесной зоны и наличие в ней локализованных спинов. При переходе к рассмотрению системы островкового типа новые члены в гамильтониане не появятся, так как не вводятся в рассмотрение новые факторы рассеяния носителей заряда. Как было показано в работе⁽¹²⁾, электронные столкновения и рассеяние на фононах в случае мелкодисперсных островков, какими являются островки платины в системах о.к. Pt/NaCl, неэффективны. То, что гамильтониан электрона в случае системы типа о.к.м./д. качественно совпадает с гамильтонианом электрона в примесной зоне, позволяет предполагать общность решений кинетического уравнения для этих двух систем.

Измерение холловской подвижности показывает, что проводимость в неупорядоченных системах, представляющих островковый конденсат платины на сколах каменной соли (о.к. Pt/NaCl), осуществляется двумя механизмами:

1) для пленок, относящихся к области II и имеющих $0,2 < \mu^* < 0,6 \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек})$, — по узким энергетическим зонам;

2) для пленок, относящихся к области III и имеющих $\mu^* < 0,2 \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек})$ — прыжковым механизмом.

Кроме того, обнаруженное нами отрицательное магнетосопротивление (имеющее экстремум в области II) является новым явлением для о.к.м./д.

Таким образом, островковые пленки металла на диэлектрике позволяют изучать свойства узких энергетических зон неупорядоченных систем не только при гелиевых температурах, как это делалось в обычных примесных полупроводниках, но и при комнатной температуре.

Харьковский политехнический институт
им. В. И. Ленина

Поступило
11 III 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ L. A. Neigebauer, M. B. Webb, J. Appl. Phys., **33**, 74 (1962). ² K. Van Stensel, Phil. Res. Rep., **22**, 246 (1967). ³ R. M. Hill, Proc. Roy. Soc. A, **309**, 377 (1969). ⁴ Л. С. Палатник, Б. Т. Бойко и др., ДАН, **17**, 85 (1969). ⁵ J. K. Pollard, R. L. Bell, J. Vac. Sci. and Techn., **16**, № 7, 702 (1969). ⁶ N. C. Miller, J. Appl. Phys., **41**, № 4, 1850 (1970). ⁷ Б. Т. Бойко, Л. С. Палатник, А. Н. Синельников, Г. И. Копач, Изв. высш. учебн. завед. Физика, № 11, 46 (1971). ⁸ С. И. Пекар, УФН, **60**, № 2, 191 (1956). ⁹ H. Fritzsche, Lar R-Horowitz, Phys. Rev., **99**, 400 (1955). ¹⁰ V. Toyozawa, J. Phys. Soc. Japan, **17**, № 6, 986 (1962). ¹¹ K. Yosida, Phys. Rev., **107**, № 2, 396 (1957). ¹² R. Cubo, J. Phys. Soc. Japan, **17**, № 6, 975 (1962).