

549.73

**ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ФЕРРИТАХ***К. П. Белов, Е. П. Свирина***1 ВВЕДЕНИЕ**

Ферриты относятся к ферромагнитным полупроводниковым материалам оксидной группы \*). Несмотря на то, что ферриты нашли широкие и разнообразные применения в технике, до сих пор нет достаточно полных представлений о природе их магнитных и электрических свойств. Особенно недостаточны сведения о природе электрических свойств ферритов. Нет ясного понимания механизма электрической проводимости в ферритах, не изучено влияние их ферромагнитного состояния на электрические свойства и влияние различных видов рассеяния носителей тока на гальвано- и термомагнитные явления, в том числе на аномальный эффект Холла.

В значительной части экспериментальных работ по изучению электрических свойств ферритов измерялись лишь их электропроводность и термо-э. д. с. Однако хорошо известно, что наиболее полные сведения о механизме проводимости можно получить из данных по эффекту Холла, позволяющих установить количественные изменения числа носителей и их подвижности с температурой. Между тем исследованию эффекта Холла в ферритах посвящено крайне небольшое число работ. С другой стороны, эффект Холла в металлических ферромагнетиках на протяжении многих лет подвергался усиленному исследованию.

Особенно успешно эти исследования развивались за последние годы в работах советских физиков <sup>1-17</sup>. В этих работах, а также в работах зарубежных авторов <sup>18-27</sup> удалось установить причины возникновения в металлических ферромагнетиках аномального поля Холла и характер зависимости коэффициентов Холла от температуры и удельного электрического сопротивления.

Закономерности, полученные при исследовании эффекта Холла для металлов, могут быть до некоторой степени перенесены и на ферриты. Однако в этом случае необходимо учитывать их полупроводниковый механизм проводимости и ферромагнитный тип магнитного упорядочения, которые вносят специфические особенности в свойства эффекта Холла.

В настоящей статье делается попытка систематизировать имеющиеся результаты (в основном экспериментальные) по эффекту Холла в ферритах. Значительное место уделено разбору экспериментальных данных, полученных авторами данного обзора

---

\*) В настоящее время известны и другие полупроводниковые материалы, обладающие ферри- и антиферромагнитными свойствами, например группа соединений редкоземельных металлов с селеном и теллуrom.

На основании результатов измерения эффекта Холла в ферритах критически рассматривается так называемый «перескоковый» механизм проводимости в ферритах (гипотеза Вервея). Эта гипотеза до сих пор широко используется исследователями при изучении электрических свойств ферритов.

## 2. ЭФФЕКТ ХОЛЛА В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЕЩЕСТВАХ. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОГО И СПОНТАННОГО КОЭФФИЦИЕНТОВ ХОЛЛА

Для веществ, обладающих магнитным упорядочением (ферро-, ферри- и антиферромагнетики), э. д. с. Холла  $E$ , отнесенную к единице плотности тока, можно представить в виде суммы классического и магнитного полей Холла<sup>28-34</sup>:

$$E = R_0 H + R_s I, \quad (1)$$

где  $I$  — намагниченность,  $R_0$  — классический коэффициент Холла, зависящий от числа носителей тока,  $R_s$  — спонтанный, или аномальный, коэффициент Холла \*). Аномальным его называют потому, что численная

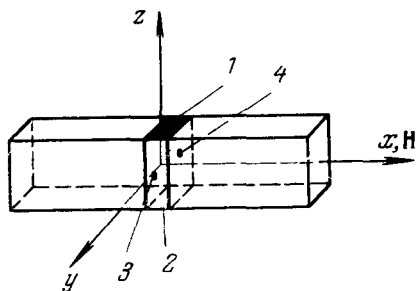


Рис. 1. «Разрезанный» образец для измерения эффекта Холла в ферритах.

величина этого коэффициента на два-три порядка больше коэффициента  $R_0$ . В парамагнетиках коэффициент  $R_s = R_p$  называется парамагнитным коэффициентом Холла<sup>1, 31, 32</sup>. Большинство измерений э. д. с. Холла как в металлических ферромагнетиках, так и в ферритах выполнено на постоянном токе<sup>28-36</sup>. Хотя э. д. с. Холла в ферритах по величине на 3—4 порядка больше э. д. с. Холла в металлических ферромагнетиках, методика измерения эффекта Холла в ферритах является более трудной. В основном эти трудности связаны с нестабильностью нуля при измерении э. д. с. Холла потенциометрическим методом. При этом существенное влияние на стабильность нуля оказывает качество электрических контактов. На поверхности феррита контакты создаются в большинстве случаев методом вжигания серебряной пасты. Как известно, на границе между полупроводником и металлом появляются флуктуационные э. д. с., зависящие от конкретной структуры контактов<sup>37</sup>. Возможно, что нестабильность нуля зависит и от «шума» намагниченного феррита<sup>38</sup>.

В зависимости от чистоты образцов и качества контактов экспериментально выбирают подходящий ток через ферритный образец; он обычно колеблется в пределах от 1 до 100 мА. При исследовании эффекта Холла в ферромагнетиках удобно пользоваться методом «разрезанного» образца, предложенным в работе<sup>42</sup>. На рис. 1 показан схематический вид «разрезанного» ферритного образца. Вдоль образца (ось  $x$ ) направлен вектор напряженности магнитного поля  $H$ . В этом случае образец имеет наименьший размагничивающий фактор. Электрический ток подводится к посеребренным поверхностям 1 и 2 параллелепипеда в направлении  $z$ . Измеряемая э. д. с. Холла направлена вдоль оси  $y$  (контакты 3 и 4). В зазоры по обе стороны параллелепипеда вставляются тонкие пластинки слюды, и тем

\*) Так как отклонение электронов под действием силы Лоренца пропорционально величине магнитной индукции  $B = H + 4\pi I$ , в ряде работ<sup>7, 11, 13</sup> соотношение (1) записывается в виде  $E = R_0 B + 4\pi R_s I$ . Учитывая тот факт, что  $R_s \gg R_0$ , можно пользоваться соотношением (1), что гораздо удобнее.

самым электрически изолируются друг от друга все три части образца. Этот метод позволяет наиболее точно определить плотность тока образца и получить большую ее величину при сравнительно небольших используемых напряжениях. Этот метод особенно удобен при измерении э. д. с. Холла на ферритах с большим электрическим сопротивлением.

Коэффициенты  $R_s$  и  $R_0$  во многих работах определялись следующим образом: измеренную величину э. д. с. Холла  $E$  представляют графически в функции либо магнитного поля  $H$  (рис. 2), либо магнитной индукции  $B$ . Тангенсы углов наклона касательных к кривой  $E(H)$  при малых и больших значениях магнитных полей  $H$  принимают соответственно за коэффициенты  $R_s$  и  $R_0$ .

В работах <sup>36, 43</sup> было указано на ошибки, которые могут допускаться при таком способе расчета величин  $R_s$  и  $R_0$ , если исследуемые материалы обладают заметным парапроцессом. Эти ошибки состоят в следующем: приращение э. д. с. Холла  $\Delta E$ , соответствующее парапроцессу, может быть записано в виде <sup>43</sup>

$$\Delta E = R_0 \Delta H + R_s I_i, \quad (2)$$

где  $I_i = I - I_s$  — намагниченность

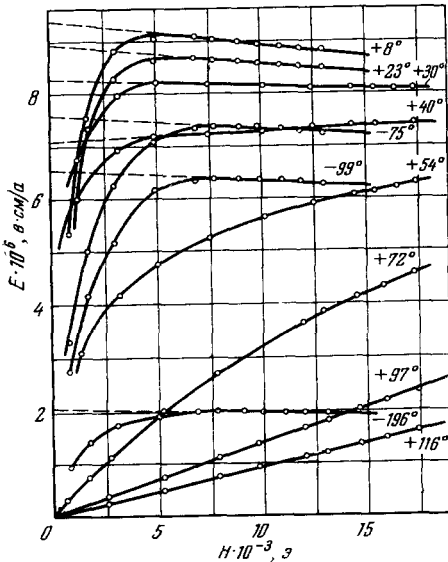


Рис. 3. Э. д. с. Холла  $E$  в функции магнитного поля  $H$  для сплава Cr—Te.

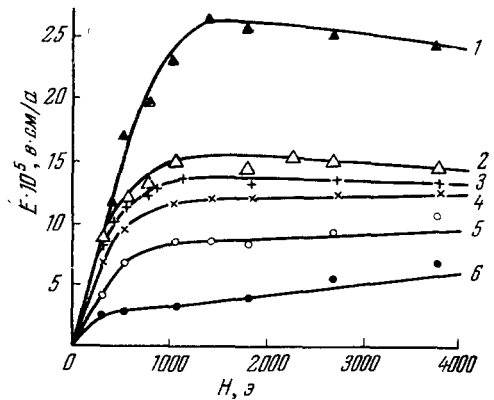


Рис. 4. Э. д. с. Холла  $E$  в функции магнитного поля  $H$  для различных температур в феррите кобальта ( $\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{2.06}\text{O}_4$ ).  
1 — 80° C; 2 — 163° C; 3 — 223° C; 4 — 284° C; 5 — 368° C; 6 — 420° C.

парапроцесса и  $\Delta H = (H - H_s)$  ( $I_s$  и  $H_s$  — соответственно намагниченность и поле технического насыщения).

Вводя восприимчивость парапроцесса  $\chi_i$ , имеем

$$\Delta E = (R_0 + R_s \chi_i) \Delta H. \quad (3)$$

Видно, что тангенс угла наклона прямой  $E(H)$  в области парапроцесса, численно равный отношению  $\frac{\Delta E}{\Delta H}$ , зависит не только от  $R_0$ , но и от

произведения  $R_s \chi_i$ . Пренебрежение членом  $R_s \chi_i$  в соотношении (3) не всегда возможно. На рис. 3 и 4 приведены изотермы кривых  $E(H)$  для сплава  $\text{Cr} - \text{Te}^1$  и монокристалла феррита кобальта  $\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{2,06}\text{O}_4^{44}$ . Видно, что тангенс угла наклона касательных к этим кривым в области парапроцесса сильно меняется с температурой и полем  $H$  не только по величине, но и по знаку (сравните температуры  $8^\circ$  и  $54^\circ \text{C}$  на рис. 3 и кривые 1 и 5 на рис. 4 для  $80^\circ$  и  $368^\circ \text{C}$ ). В то же время известно, что в рассматриваемом температурном интервале знак носителей тока, например, в феррите кобальта не изменяется<sup>44</sup>. Следовательно, для приведенных мате-

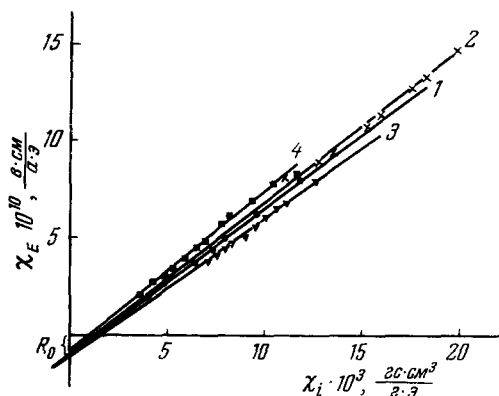


Рис. 5. Зависимость восприимчивости э. д. с. Холла  $\chi_E$  от восприимчивости парапроцесса  $\chi_i$  для сплава  $\text{Fe}_3\text{Pt}$ . 1, 2 — для закаленного ( $50^\circ$  и  $82,5^\circ \text{C}$ ) образца; 3 —  $163^\circ \text{C}$ ; 4 — для отожженного ( $182^\circ \text{C}$ ) образца.

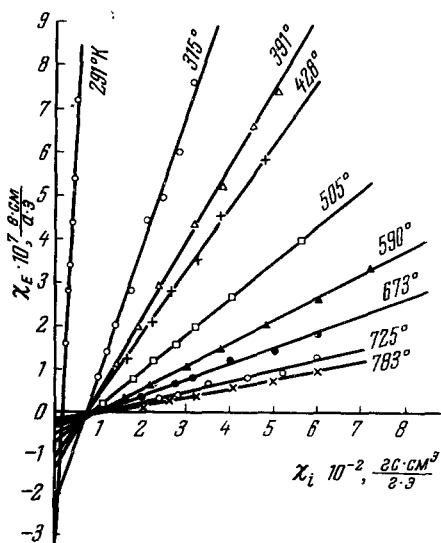


Рис. 6. Зависимость восприимчивости э. д. с. Холла  $\chi_E$  от восприимчивости парапроцесса  $\chi_i$  для феррита лития  $\text{LiFe}_2\text{O}_4$ .

риалов влияние парапроцесса на ход кривых  $E(H)$  велико. Поэтому определение численных значений коэффициента  $R_0$  способом, изображенным на рис. 2, крайне затруднительно.

Однако влияние парапроцесса при определении величины  $R_0$  может быть учтено. В самом деле, дифференцируя соотношение (1) по  $H$ , получим

$$\frac{\partial E}{\partial H} = R_0 + \left( R_s \frac{\partial I}{\partial H} + I \frac{\partial R_s}{\partial H} \right)$$

или

$$\frac{\partial E}{\partial H} = R_0 + \left( R_s + H \frac{\partial R_s}{\partial H} \right) \frac{\partial I_i}{\partial H}. \quad (4)$$

Здесь при  $H = 0$  коэффициент  $R_s$  равняется спонтанному коэффициенту, определяемому как отношение  $E_s/I_s$ , где  $E_s$  и  $I_s$  — спонтанные э. д. с. Холла и намагниченность. Зависимость восприимчивости э. д. с. Холла  $\partial E/\partial H = \chi_E$  от восприимчивости парапроцесса  $\partial I_i/\partial H = \chi_i$  в общем случае представится кривой, отсекающей на оси ординат отрезок, численно равный классическому коэффициенту Холла  $R_0$ . На рис. 5 и 6 представлена такая зависимость для магнитоупорядоченных веществ ( $\text{Fe}_3\text{Pt}$  и  $\text{LiFe}_2\text{O}_4$ )<sup>47, 49</sup>.

Величина  $R_0$  для сплава  $\text{Fe}_3\text{Pt}$  практически не меняется с температурой, в то время как в феррите  $\text{LiFeO}_4$  с ростом температуры отрезок, отсекаемый на оси ординат, уменьшается, что указывает на увеличение числа носителей тока. Наклон кривых на этих рисунках согласно (4) опреде-

ляется суммой  $R_s + H \frac{\partial R_s}{\partial H}$ . Если производная  $\frac{\partial R_s}{\partial H}$  мала и произведением  $H \frac{\partial R_s}{\partial H}$  (изменение  $R_s$  в области парапроцесса) можно пренебречь по сравнению с величиной  $R_s$ , то эти кривые вырождаются в прямые рис. 5 и 6.

В работе <sup>36</sup> также было показано, что при определении спонтанного коэффициента Холла  $R_s$ , как тангенса угла наклона прямой  $E(H)$  или  $E(B)$ , в области технического насыщения (т. е. по способу, изображенному на рис. 2) вблизи температуры Кюри, где спонтанная намагниченность становится малой, необходимо учитывать классическое поле Холла

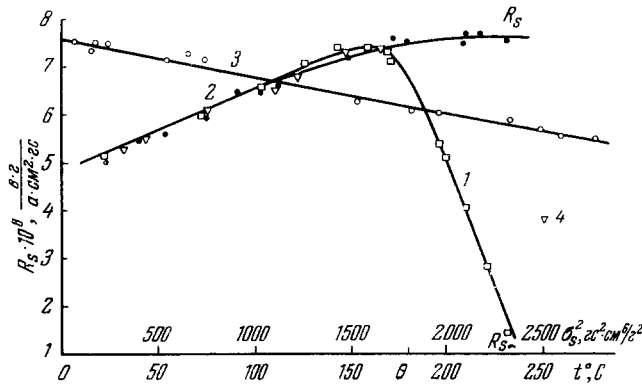


Рис. 7. Зависимость спонтанного коэффициента Холла  $R_s$  от температуры сплава  $\text{Fe}_3\text{Pt}$  для двух различных способов его расчета: с учетом члена  $R_0H$  (кривая 2) и без учета члена  $R_0H$  (кривая 1).

Кривая 3 — спонтанный коэффициент Холла в функции квадрата спонтанной намагниченности.

$R_0H$  (в (1)). При малых значениях намагниченности первое и второе слагаемые в соотношении (1) могут оказаться сравнимыми по величине. На рис. 7 показаны две кривые температурной зависимости спонтанного коэффициента Холла  $R_s$  для  $\text{Fe}_3\text{Pt}$ : 1 соответствует результатам расчета  $R_s$  по тангенсу угла наклона прямой  $E(H)$  при малых  $H$  без учета члена  $R_0H$ , 2 соответствует значениям  $R_s$ , найденным по тангенсу угла наклона прямой  $(E - R_0H)$  в функции намагниченности. Видно, что вблизи температуры Кюри  $\Theta$  в первом случае был получен максимум кривой  $R_s(T)$ , в то время как во втором случае коэффициент  $R_s$  монотонно возрастает до величины, численно равной парамагнитной константе Холла  $R_p$ , что находится в соответствии с работами Кикоина. Следовательно, наличие максимума на кривой  $R_s(T)$  вблизи температуры Кюри, по данным работ других авторов <sup>45, 46</sup>, обусловлено пренебрежением членом  $R_0H$  в соотношении (1) и не соответствует действительному ходу кривой  $R_s(T)$ .

Недавно Туров и Шавров <sup>114-116</sup>, исходя из феноменологических соображений, показали, что в антиферромагнетиках и ферримангнетиках помимо зависимости э. д. с. Холла от  $H$ ,  $I_s$  и  $I_i$  должна существовать зависимость  $E$  от так называемого вектора антиферромагнетизма  $L$  (этот вектор характеризует направление оси антиферромагнетизма в кристалле и численно равен разности векторов намагниченностей подрешеток:  $L = I_{s1} - I_{s2}$ ). Для ферритов, следовательно, вместо соотношения (1) в общем случае необходимо написать

$$E = R_0H + R_s I + R_L L = R_0H + \left( R_s + R_L \frac{L}{I} \right) I. \quad (5)$$

Таким образом, аномальная постоянная Холла, связанная с влиянием ферромагнитного состояния феррита на эффект Холла, равна

$$R_p = R_s + R_L \frac{L}{I}. \quad (6)$$

Следует, однако, указать, что в большинстве ферритов второй член в соотношении (6) «не проявляет» себя. Дело в том, что вектор  $L$  благодаря различной его ориентации в феррите (особенно поликристаллическом) вызывает эффекты влияния направления  $L$  на э. д. с. Холла, которые усредняются по кристаллу и поэтому не замечаются. Только в ферритах, обладающих точкой компенсации  $\Theta_K$ , имеются благоприятные условия для наблюдения влияния направления  $L$  на э. д. с. Холла. При переходе через  $\Theta_K$  направление вектора  $L$  меняется на противоположное. Поэтому, если  $R_s < R_L L/I$ , то должно наблюдаться изменение знака э. д. с. Холла вблизи  $\Theta_K$ . Это экспериментально было обнаружено<sup>117</sup> в сплаве  $Mn_5Ge_2$  ( $\Theta_K = 122^\circ C$ ). В этом же сплаве вблизи  $\Theta_K$  было обнаружено изменение знака гальваномагнитного эффекта  $\Delta\rho/\rho$ , что также объясняется влиянием изменения ориентации  $L$ <sup>118</sup>.

Для ферритов измерения эффекта Холла в области точки компенсации еще не производились, однако изменение знака  $\Delta\rho/\rho$  было обнаружено<sup>119</sup>.

### 3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПОНТАННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА В ФЕРРИТАХ

Наличие спонтанного поля Холла в ферро- и ферромагнитных металлах и полупроводниках объясняется современной теорией<sup>7, 9-11, 13, 17</sup> тем, что в них, помимо рассеяния носителей тока на примесях, дефектах и тепловых колебаниях решетки, существует рассеяние на неоднородностях магнитной спиновой системы. Это приводит к возникновению поля Холла, пропорционального спонтанной намагниченности (см. соотношение (1)).

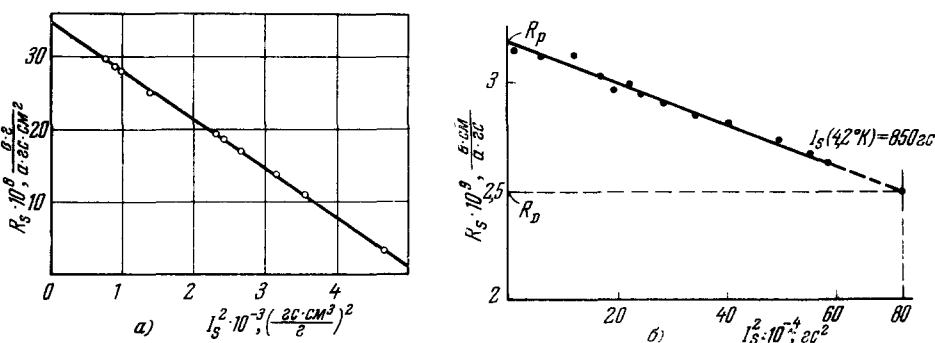


Рис. 8. Зависимость спонтанного коэффициента Холла от квадрата спонтанной намагниченности для: а) сплава  $Cr-Fe$ ; б) сплава типа инвар (62%  $Fe$ , 32%  $Ni$  и 6%  $Cr$ ).

Из теории эффекта Холла также следует, что с изменением температуры коэффициент Холла  $R_s$  изменяется пропорционально магнитной части электросопротивления  $\rho_m$ , которое возникает при рассеянии носителей тока на спиновой системе. Кроме того, наличие примесей с магнитным моментом приводит к тому, что  $\rho_m \neq 0$  и при  $T \rightarrow 0^\circ K$ . Эта «магнитно-примесная» часть спонтанного коэффициента Холла была недавно определена в работе<sup>52</sup> для инварного сплава.

Экспериментальные исследования эффекта Холла в металлических ферромагнетиках установили, что спонтанный коэффициент Холла  $R_s$  линейно зависит от квадрата спонтанной намагниченности в широком температурном интервале 1, 31–33, 35, 36, 47, 50–52, 56. В качестве примера такие зависимости приведены на рис. 7 (кривая 3) и рис. 8, а и б. Эти зависимости подтверждают теории, в которых коэффициент  $R_s$  пропорционален величине  $\rho_m$ . Дело в том, что в металлах концентрация носителей тока  $n$  почти не зависит от температуры, а «магнитная» подвижность  $\mu_m$  носителей, согласно 9, 10, 3, 51, связана со спонтанной намагниченностью соотношением

$$\frac{1}{\mu_m} = b (I_{s0}^2 - I_s^2); \quad (7)$$

здесь  $I_{s0}$  — спонтанная намагниченность при  $T = 0^\circ \text{K}$ ,  $b$  — коэффициент пропорциональности.

Выше температуры Кюри магнитная часть электросопротивления становится максимальной и практически не зависит от температуры, поэтому парамагнитный коэффициент Холла  $R_p$  также остается постоянным в широком температурном интервале, что подтверждается экспериментом 1, 33, 34.

Теория эффекта Холла в ферритах дана в работах 9, 10. Показано, что

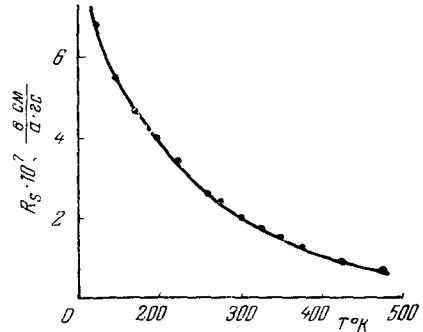


Рис. 9. Температурная зависимость спонтанного коэффициента Холла  $R_s$  для феррита  $\text{Ni}$  ( $\text{Ni}_{0.69}\text{Fe}_{2.31}\text{O}_4$ ).

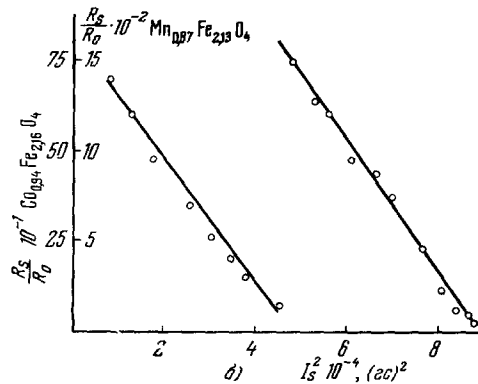
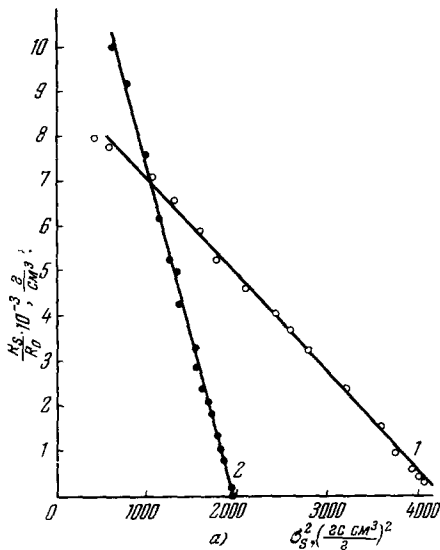


Рис. 10. Зависимость отношения  $R_s/R_0$  от квадрата спонтанной намагниченности: а) ферритов  $\text{Ni}_{0.69}\text{Fe}_{2.31}\text{O}_4$  (1) и  $\text{Mn}_{0.76}\text{Fe}_{2.24}\text{O}_4$  (2); масштаб для 1 — в 10 раз больше масштаба для 2; б) ферритов  $\text{Co}$  и  $\text{Mn}$ ;  $I_{s0}$  — спонтанная намагниченность единицы объема (1  $\text{cm}^3$ ),  $\sigma_s$  — спонтанная намагниченность единицы массы (1 г).

в ферритах, так же как и в металлических ферромагнетиках, рассеяние носителей тока на спиновой системе приводит к линейной зависимости коэффициента  $R_s$  от  $\rho_m$ . Однако в случае ферритов необходимо учитывать температурное изменение числа носителей  $n$ . Следовательно, температурное изменение величины  $R_s$  определяется температурной зависимостью концентрации носителей  $n$  и их «магнитной» подвижностью  $\mu_m$ . Типичная кривая изменения спонтанного коэффициента Холла  $R_s$  в функции температуры показана на рис. 9.

Если исключить влияние температурной зависимости концентрации  $n$  на величину  $R_s$ , т. е. рассмотреть отношение  $R_s/R_0$  в функции температуры, то зависимость этого отношения от  $I_s^2$  должна быть линейной.

В работе <sup>48</sup> было показано, что отношение  $R_s/R_0$  действительно линейно

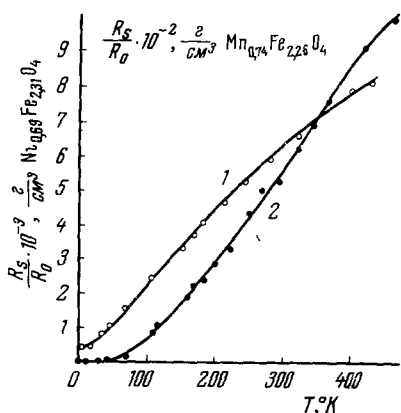


Рис. 11. Температурная зависимость отношения  $R_s/R_0$  для ферритов Mn (1) и Ni (2).

авторов <sup>46, 60</sup> установить связь между величинами  $R_s$  и общим удельным электрическим сопротивлением  $\rho$  в ферритах с изменением температуры не дала положительных результатов.

но зависит от  $I_s^2$  в широком температурном интервале (100—600° K) для монокристаллических марганцевого, никелевого и кобальтового ферритов (рис. 10, а и б). На рис. 11 видно, что численное значение  $R_s/R_0$  увеличивается с ростом температуры вплоть до точки Кюри. В металлических ферромагнетиках похожий температурный ход имеет коэффициент  $R_s$  (сравните с рис. 7, кривая 2).

Из приведенных экспериментальных результатов следует, что в ферритах температурная зависимость спонтанного коэффициента Холла  $R_s$  определяется изменением магнитного сопротивления

$\rho_m$  (так же как в металлических ферромагнетиках). Возможно, что именно поэтому попытка некоторых

#### 4. ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ОБЛАСТИ ПАРАПРОЦЕССА

В п. 3 обсуждалась температурная зависимость спонтанного коэффициента Холла  $R_s$  в магнитных материалах в отсутствие внешнего магнитного поля. Поскольку при  $T = \text{const}$  число носителей тока в ферритах постоянно, поведение э. д. с. Холла в металлах и ферритах в функции магнитного поля должно быть одинаковым. В области технической кривой намагничивания коэффициент  $R_s$  остается постоянным. Впервые это было установлено для ферромагнитных металлов в работах <sup>30, 32, 29, 41, 53, 54, 65, 110, 111</sup>, а для ферритов — в работах <sup>58–60, 102, 112</sup>. Однако изучение эффекта Холла в металлах и ферритах в области парапроцесса показало, что спонтанный коэффициент Холла  $R_s$  как бы зависит от намагниченности парапроцесса. Были попытки <sup>14, 43</sup> ввести в рассмотрение постоянную Холла  $R_i$ , соответствующую намагниченности парапроцесса  $I_i$ . Однако удобнее рассматривать зависимость  $R_s$  от парапроцесса (т. е. поля  $H$ ), так как в этой области величина  $\rho_m$ , как правило, уменьшается. На рис. 12 представлены кривые э. д. с. Холла в функции намагниченности для марганцевого и кобальтового ферритов <sup>46, 59</sup>. Видно, что в области парапроцесса имеет место отклонение от линейной зависимости  $E$  от  $I$ .

Это отклонение можно было бы приписать влиянию члена  $R_0 H$  в уравнении (1), однако учет этого члена не приводит к полному выпрямлению кривых. На рис. 13 видно, что наклон кривых ( $E - R_0 H$ ) в функции намагниченности  $I$  области парапроцесса для сплава  $\text{Fe}_3\text{Pt}$  и феррита марганца заметно уменьшается.

Теоретическое и экспериментальное рассмотрение этого вопроса для металлов было проведено в работах <sup>3, 13, 51, 66</sup>. Поскольку спонтанный коэффициент Холла  $R_s$  зависит от магнитной части электросопротивле-



ния  $\rho_m$ , а в области парапроцесса величина  $\rho_m$ , как правило, уменьшается, уменьшение коэффициента  $R_s$  в этой области лишь подтверждает вывод теории о том, что величина  $R_s$  зависит от  $\rho_m$ .

Однако имеются и другие экспериментальные результаты. На рис. 12, в представлены кривые зависимости э. д. с. Холла в функции

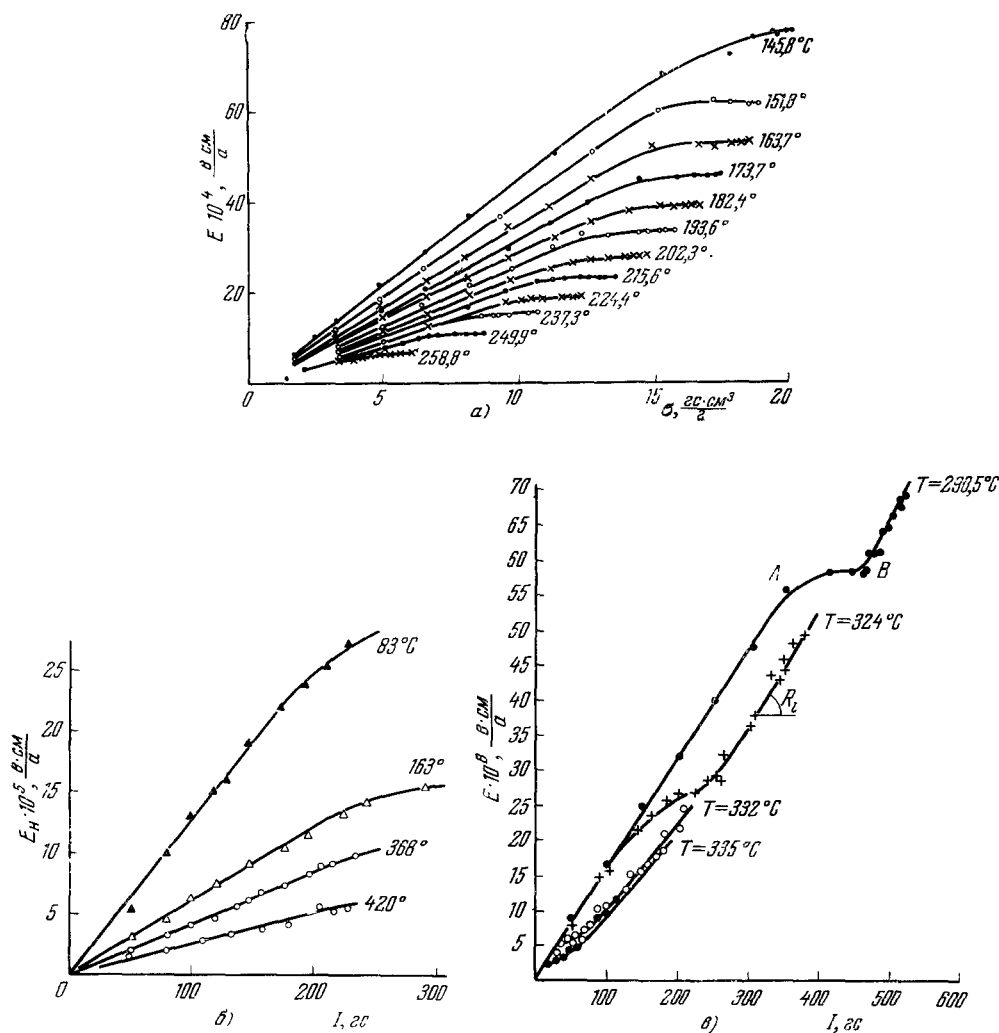


Рис. 12. Зависимость э. д. с. Холла от намагниченности для различных температур для: а) феррита марганца  $\text{Mn}_{1.18}\text{Fe}_{1.82}\text{O}_4$ , б) феррита кобальта  $\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{2.04}\text{O}_4$ , в) сплава типа инвар: 36% Ni, 58% Fe и 6% Cr.

намагниченности для инварного сплава, обладающего большим парапроцессом<sup>50</sup>. Видно, что после уменьшения величины  $R_s$  на участке АВ наступает заметный рост коэффициента до значения  $R_i$ , обозначенного на рисунке как тангенс угла наклона прямой  $E(I)$  в области парапроцесса. Величина этой константы почти не зависит от температуры и численно равна парамагнитной константе Холла. Для объяснения такого поведения эффекта Холла в области парапроцесса необходимы комплексные исследования четных и нечетных гальваномагнитных эффектов. К сожалению, такие работы почти отсутствуют<sup>62, 67</sup>.

В ферритах мы имеем дело с парапроцессом двух подрешеток, поэтому в этом случае можно ожидать более сложного поведения э. д. с. Холла при парапроцессе. Разные подрешетки могут давать вклады в э. д. с.

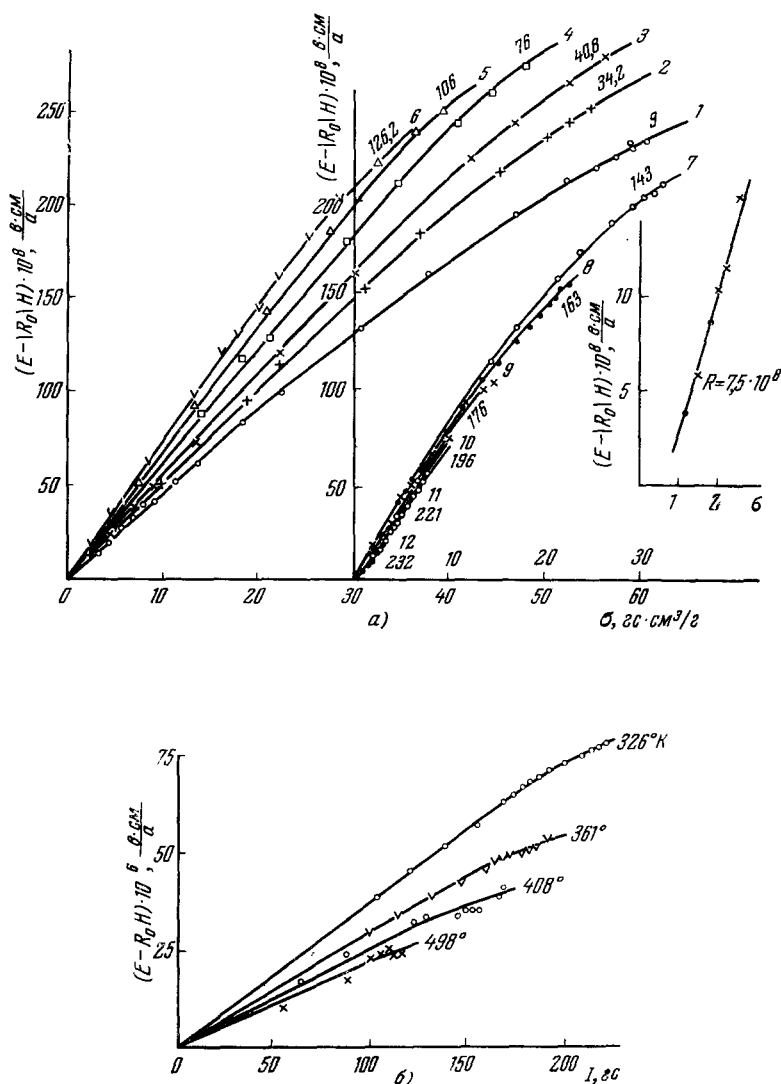


Рис. 13. Зависимость величины  $(E - R_0H)$  от намагниченности для различных температур: а) сплава  $\text{Fe}_3\text{Pt}$ : 1 — от 9° до 126° С, 2 — от 143° до 232° С, 3 — для 221° и 232° С (цифры у кривых 1—12 — температуры (в °С); б) феррита марганца ( $\text{Mn}_{0.87}\text{Fe}_{2.13}\text{O}_4$ ).

Холла в области парапроцесса разных знаков. По данным наших измерений, знак спонтанного коэффициента Холла в ферритах не определяется знаком носителей тока. Например, в магнетите  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и никелевом феррите  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  основными носителями тока являются электроны, при этом спонтанный коэффициент Холла  $R_s$  магнетита имеет отрицательный знак, а знак коэффициента  $R_s$  феррита никеля — положительный. Что касается знака спонтанного коэффициента Холла для металлов, то по этому вопросу в литературе имеются противоречивые данные 4, 9, 10, 13, 39, 61, 99.

Из приведенных немногих экспериментальных результатов нельзя сделать однозначных выводов относительно поведения эффекта Холла в области парапроцесса не только для ферритов, но и для металлов. Этот вопрос требует своего дальнейшего экспериментального и теоретического исследования.

## 5. О ПРИРОДЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ФЕРРИТАХ

В настоящее время обсуждаются два механизма переноса электричества в оксидных полупроводниках: перескоковый и зонный. По модели перескокового механизма (модель Вервея) электрическая проводимость окислов переходных металлов осуществляется посредством обмена электронами между ионами, обладающими различной валентностью и находящимися в кристаллографически эквивалентных положениях. При наличии электрического поля хаотический характер перескоков электронов от одного иона к другому становится упорядоченным и в направлении поля возникает ток. В этом случае предполагается, что число носителей тока почти не зависит от температуры (например, концентрация ионов  $\text{Fe}^{2+}$ ) и что уменьшение электросопротивления с повышением температуры обусловлено экспоненциальным ростом подвижности носителей тока.

Зонное описание электрической проводимости в оксидных полупроводниках основано на представлениях о движении коллективизированных электронов, число которых  $n$  увеличивается с температурой по закону

$$n = n_0 \exp \left\{ -\frac{\Delta E_n}{kT} \right\},$$

где  $\Delta E_n$  — энергия активации носителей, характеризующая ширину запрещенной зоны. Взаимодействие носителей тока с колебаниями решетки приводит к уменьшению подвижности носителей с ростом температуры.

Имеющиеся экспериментальные работы по исследованию температурной зависимости электрических свойств оксидных полупроводников можно разделить на три группы:

1. В первой из них изучались температурные зависимости удельного электросопротивления<sup>68-73</sup> оксидных соединений с учетом различного распределения металлических катионов разной валентности в кристаллической решетке. Поскольку проводимость является функцией числа носителей тока  $n$  и их подвижности  $\mu$ , одновременно зависящих от температуры, то ясно, что только по температурной зависимости электросопротивления нельзя сделать однозначное заключение о характере механизма электрической проводимости в исследуемых материалах.

2. Исследовались одновременно электросопротивление и термо-э. д. с. в функции температуры. Из данных о термо-э. д. с. делались попытки определить знак и число носителей  $n$ . Например, Морин<sup>70, 71</sup> подробно изучал электросопротивление и термо-э. д. с.  $\text{NiO}$  и  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в интервале температур от  $300^\circ$  до  $1100^\circ \text{C}$ . Он установил, что основными носителями тока в  $\text{NiO}$  являются дырки, а в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  — электроны, что подвижность носителей, определенная по данным электросопротивления и термо-э. д. с., необычно мала, порядка  $10^{-3}$ — $10^{-6} \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ , и увеличивается с ростом температуры.

Изучая термо-э. д. с. и электропроводность никелевого феррита ( $\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$ ), Морин и Джебалл<sup>74</sup> пришли к выводу, что температурный гистерезис электрических свойств этого феррита связан не с изменением числа носителей, а с гистерезисом подвижности носителей и что проводимость осуществляется посредством перескокового механизма. Аналогичного мнения придерживаются Лорд и Паркер<sup>75</sup> в работах по изучению влияния давления кислорода на электропроводность феррита  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ .

Хайкс и Джонстон <sup>76</sup> и Ван-Гоутен <sup>77</sup> полагают, что рост электропроводности NiO с повышением температуры обусловлен только ростом подвижности носителей тока. Джонкером и Ван-Гоутеном <sup>78, 79</sup> для кобальтовых ферритов была рассчитана подвижность носителей тока в предположении, что число носителей постоянно. Численные значения подвижностей электронов и дырок оказались при комнатной температуре соответственно равными  $10^{-4}$  и  $10^{-8}$  см<sup>2</sup>/в·сек, причем подвижность с повышением температуры экспоненциально возрастала. На этом основании авторы утверждают, что для описания электрических свойств кобальтовых ферритов обычная зонная теория неприменима и что температурная зависимость подвижности носителей тока находится в соответствии с представлениями о локализованных энергетических уровнях. В то же время Зинна и Кишан Пран <sup>80</sup>, измеряя термо-э. д. с. и электропроводность феррита  $Ni_{0,2}Cu_{0,8}Fe_{1,9}Mn_{0,1}O_4$  в интервале температур от 0° до 300° С, предположили, что в исследованном ими феррите образуется 3d-зона проводимости, вследствие чего носители тока имеют очень малую подвижность и большую эффективную массу, и что движение носителей тока осуществляется посредством зонного механизма проводимости.

Таким образом, в экспериментальных работах, относящихся ко второй группе (изучение электросопротивления и термо-э. д. с. оксидных полупроводников), высказываются противоречивые точки зрения на характер механизма проводимости этих веществ.

Весьма малые значения подвижности носителей тока и выводы из данных эксперимента о ее росте с повышением температуры требовали теоретического объяснения. Первые работы в этом направлении были выполнены Ямашитой и Куросавой <sup>81</sup>, а затем Холстейном <sup>82</sup> (см. также <sup>83</sup>).

Перескок электрона с иона на ион различной валентности с точки зрения квантовой механики означает, что электрон должен описываться волновой функцией, локализованной около одного из ионов, вблизи которых он может находиться (см., например, работы Нагаева <sup>84</sup>, Догонадзе и Чизмаджиева <sup>85</sup>, Догонадзе, Черненко и Чизмаджиева <sup>86</sup>, Клингера <sup>87</sup>, Ланг и Фирсова <sup>88</sup> и др.). Учет возможности перехода электрона с одного узла решетки на другой вызывает расширение уровней в узкие зоны. Если считать, что носителями тока являются поляроны (электрон + поляризация решетки), то в такой модели подвижность носителей может быть весьма малой и она должна иметь активационный характер.

Клиггер <sup>87</sup> решил полярную задачу с учетом сильного электрон-фононного взаимодействия. Согласно теории движения полярона малого радиуса, дрейфовая подвижность носителей может отличаться от холловской как по величине, так и по температурной зависимости <sup>89</sup>.

Необходимо исследовать вопрос о том, являются ли окислы NiO, CoO, MnO и ферриты материалами, подвижности носителей в которых описывались бы теорией полярона малого радиуса (см. далее об этом).

3. Третья группа работ посвящена исследованию эффекта Холла, оптических и фотооптических явлений, электросопротивления и термо-э. д. с. в окислах NiO, CoO, MnO и ферритах <sup>48, 59, 90-98</sup>. Эти исследования прежде всего позволили установить, что холловская и дрейфовая подвижности численно почти совпадают и при этом уменьшаются с ростом температуры. Такие экспериментальные результаты противоречат выводам из работ второй группы.

Исследования спектров оптического поглощения и фотопроводимости <sup>92, 39</sup> дали возможность Ксендзову определить ширину запрещенной зоны в NiO (4 эв) и в MnO (3 эв). Ширина проводящей заполненной зоны по данным Ксендзова — порядка 1 эв. Кроме того, для NiO величи-

ны дрейфовой подвижности дырок и электронов были определены методом оптического возбуждения<sup>39, 40</sup>. Совпадение дрейфовой подвижности дырок при оптическом возбуждении с подвижностью дырок, возбужденных фононами в NiO с примесью Li, является также подтверждением схемы энергетического спектра электронов в NiO, предложенной в работе<sup>92</sup>.

Совпадение холловской и дрейфовой подвижностей указывает на возможность определения числа носителей  $n$  из классического коэффициента Холла  $R_0$ . На рис. 14 для CoO приведена зависимость электропроводности, концентрации и подвижности носителей тока, рассчитанных из эффекта Холла, от обратной температуры<sup>93</sup>.

Видно, что концентрация носителей тока сильно зависит от температуры и проводимость осуществляется носителями одного знака. Оценка дрейфовой подвижности дырок в области высоких температур (500—1100° C) в CoO также дает величину, близкую к холловской (см. кривые 3—3' на рис. 14).

В работе<sup>94</sup> также было показано, что в области примесной проводимости поведение электропроводности в CoO определяется в основном концентрацией носителей тока, а не их подвижностью. Следовательно, предположение, сделанное в работах второй группы о слабой температурной зависимости числа носителей в NiO, CoO, и др., является необоснованным.

Босман и Кривикер<sup>98</sup>, а также Аустин, Шпрингторп и Смит<sup>97</sup> на основании измерений эффектов Зеебека, Холла и электропроводности пришли к выводам о том, что для NiO (с добавками Li) применение перескоковой модели является некорректным. Качественно результаты их работ подтверждают основные выводы работы Ксендзова.

Что касается ферритов, то выяснение механизма их электрической проводимости является еще более трудной задачей, так как в этих материалах следует ожидать более сложную структуру энергетических зон, чем для NiO и CoO.

В работах<sup>55, 100-103</sup> проводились измерения э. д. с. Холла в магнетите и некоторых ферритах. Концентрация носителей тока и их подвижность были вычислены лишь вблизи комнатной температуры. Авторы настоящего обзора провели исследование температурной зависимости э. д. с. Холла для ряда ферритов и получили температурные зависимости концентрации электронов проводимости и их подвижности. Предложенный в работе<sup>43</sup> способ определения классического коэффициента Холла  $R_0$  дал возможность исключить влияние парапроцесса на результаты определения  $R_0$ . На рис. 15 приведены данные для феррита Mn с различным содержанием гаусманита<sup>59</sup>. Видно, что в широком интервале температур (от комнатной до температуры Кюри 600° K) концентрация носителей экспоненциально возрастает с ростом температуры. По мере замещения ионов Fe ионами Mn энергия активации растет, а число носителей тока падает. Холловская подвижность при этом уменьшается с ростом температуры (рис. 16). Экспоненциальное увеличение числа носителей и уменьшение их холловской подвижности с ростом температуры указывают

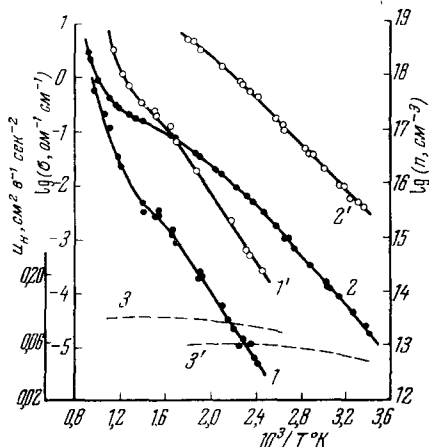


Рис. 14. Зависимость электропроводности (1—1'), концентрации (2—2') и холловской подвижности дырок (3—3') в двух образцах закиси кобальта от температуры.

на то, что в рассматриваемом температурном интервале перескок электронов между ионами железа разной валентности по Вервеку не имеет места при электрической проводимости ферритов. Можно предполагать, что уменьшение подвижности с температурой обусловлено взаимодействием электронов не только с фононами, но и магнонами. В одном и том же температурном

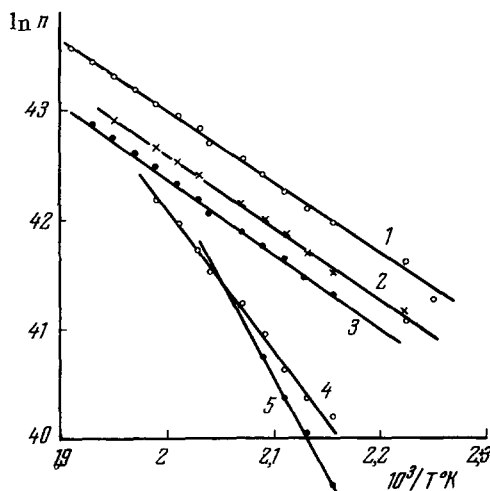


Рис. 15. Зависимость  $\ln n$  от  $1/T$  для монокристаллов марганцевых ферритов с различным содержанием  $Mn_2O_4$ .

В вес. %: 1—1,36; 2—3; 3—8,1; 4—15,3; 5—22.

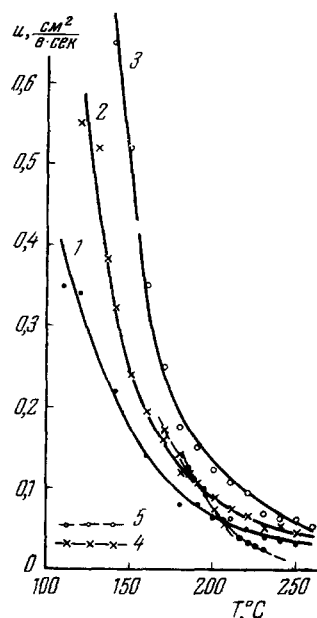


Рис. 16. Температурная зависимость холловской подвижности для монокристаллов марганцевых ферритов с различным содержанием  $Mn_2O_4$ ; Обозначения те же, что на рис. 15

интервале увеличение ионов железа в решетке марганцевого феррита приводит к некоторому замедлению скорости падения подвижности с ростом температуры.

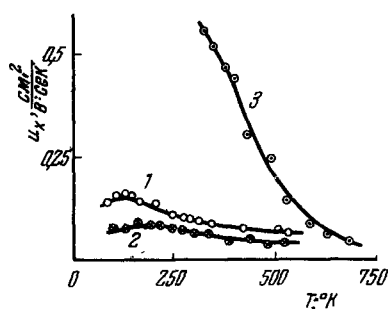


Рис. 17. Температурная зависимость холловской подвижности для марганцевого, никелевого и кобальтового ферритов.

1— $Mn_{0.87}Fe_{2.13}O_4$ ; 2— $Ni_{0.69}Fe_{2.31}O_4$ ; 3— $Co_{0.94}Fe_{2.06}O_4$ .

несколько возрастает, достигает небольшого максимума и затем уменьшается с ростом температуры. Отсюда следует, что в ферритах имеет место сложный механизм рассеяния носителей<sup>63</sup>. По-видимому, ферриты

В то же время избыток ионов железа в марганцевом феррите повышает точку Кюри. Повышение точки Кюри эквивалентно уменьшению рассеяния на магнитных неоднородностях спиновой системы. В связи с этим представляют интерес измерения эффекта Холла в ферритах в более широком температурном интервале, чем это делалось до сих пор. Свирина с сотрудниками<sup>48</sup> исследовала эффекты Холла и Нернста — Эттингсгаузена в монокристаллических ферритах марганца, никеля и кобальта в интервале температур  $77^\circ\text{—}600^\circ\text{K}$ . На рис. 17 видно, что температурная зависимость холловской подвижности ферритов Mn, Ni и Co в более широком температурном интервале (от  $77^\circ$  до  $150^\circ\text{K}$ ) имеет сложный вид. Она

не относятся к классу материалов с малыми значениями подвижности носителей тока, т. е. вместо ожидаемого согласно теории <sup>89</sup> роста наблюдается уменьшение холловской подвижности с увеличением температуры.

Концентрация носителей тока, рассчитанная из классического коэффициента Холла  $R_0$ , экспоненциально зависит от температуры в широком интервале температур (рис. 18). Следовательно, предположения ряда авторов <sup>70, 74, 113</sup> о слабой зависимости числа носителей тока от температуры в ферритах (основанные на данных измерений эффекта Холла) не подтверждаются.

Следует отметить, что температурная зависимость термо-э. д. с. не дает полной картины изменения числа носителей с температурой. Например, для монокристаллических ферритов Mn и поликристаллического литиевого феррита термо-э. д. с. слабо возрастает с ростом температуры. Концентрация же носителей  $n$ , рассчитанная из эффекта Холла, увеличивается при этом по экспоненциальному закону (см. рис. 18). Если воспользоваться формулой для коэффициента термо-э. д. с.  $\alpha$ , предложенной Джонкером <sup>79</sup>, справедливой при наличии перескокового механизма проводимости, и рассчитать по этой формуле число носителей, то получится расхождение на два-три порядка между значениями  $n$ , полученными из  $\alpha$  и  $R_0$ . Именно поэтому дрейфовая и холловская подвижности носителей для ферритов различаются по величине примерно на два-три порядка, причем холловская подвижность больше дрейфовой. В этом факте некоторые авторы <sup>104, 105</sup> видят соответствие теории эффекта Холла для материалов с малой подвижностью носителей тока <sup>89</sup> с экспериментом.

По нашему мнению и мнению других авторов (Я. М. Ксендзов, В. П. Жузе), причина расхождения в численных значениях величин  $n$ , определенных из термо-э. д. с. и эффекта Холла для ферритов, связана с неправильным выбором формул для термо-э. д. с. (справедливых для перескокового механизма электронпроводности). Кроме того, формулы для термо-э. д. с. получены для немагнитных полупроводников и поэтому не учитывают механизм рассеяния на магнонах. Между тем термо-э. д. с. для ферритов должна иметь магнитную спонтанную часть, аналогичную магнитной части электросопротивления.

Гуревич и Недлин <sup>106, 107</sup> и Гуревич и Коренблит <sup>108</sup> теоретически рассмотрели особенности термо-э. д. с. в ферромагнитных металлах. Они показали, что для этих веществ термо-э. д. с. состоит из трех частей: электронной, фононной и магнетонной. Например, если учитывать рассеяние только на дефектах, то, по данным этих авторов, рассеяние электронов на спиновых волнах дает величину термо-э. д. с., значительно превышающую обычную термо-э. д. с. Поскольку в настоящее время нет теории термо-э. д. с. для ферромагнитных полупроводников, попытки получить сведения о механизме электронпроводности в них по данным о термо-э. д. с. не могут дать положительных результатов.

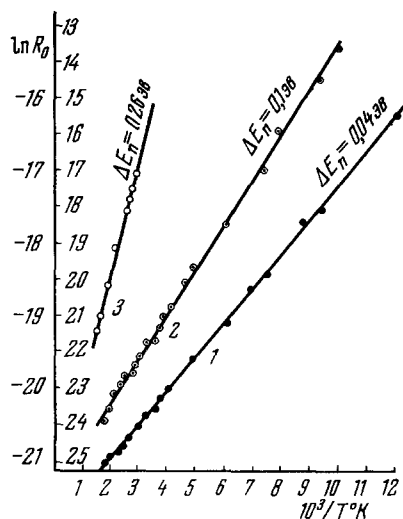


Рис. 18. Зависимость  $\ln R_0$  от  $1/T$  для различных ферритов:  
1 —  $\text{Mn}_{0.87}\text{Fe}_{2.13}\text{O}_4$ ; 2 —  $\text{Ni}_{0.98}\text{Fe}_{2.02}\text{O}_4$ ; 3 —  $\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{2.06}\text{O}_4$ .

Итак, анализ экспериментальных данных по эффекту Холла в ферритах позволяет в настоящее время сделать следующие заключения:

1. Температурная зависимость спонтанного коэффициента Холла в ферритах определяется изменением магнитной части электросопротивления, т. е. изменением концентрации носителей тока и их рассеянием на магнитных неоднородностях. Этот вывод следует из линейной зависимости отношения  $R_s/R_0$  от  $I_s^2$  в ферритах.

2. Температурная зависимость электросопротивления ферритов определяется не подвижностью носителей, а в основном изменением их числа, так как концентрация носителей тока экспоненциально возрастает с увеличением температуры, а холловская подвижность при этом, как правило, уменьшается. Этот факт противоречит модели Вервея об электрической проводимости в ферритах и указывает на возможность ее объяснения с точки зрения зонной модели.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. К. Кыкоин, Е. М. Буряк, Ю. А. Муромкин, ДАН СССР 125 (5), 1011 (1959).
2. И. К. Кыкоин, Н. А. Бабушкина, Т. Н. Игошева, ФММ 10 (3), 488 (1960).
3. И. К. Кыкоин, Т. Н. Игошева, ЖЭТФ 46, 67, 1923 (1964).
4. Л. Э. Гуревич, И. Н. Яснеевич, ФТТ 4 (10), 2854 (1962); 5, 2620 (1963).
5. И. Н. Яснеевич, Кандидатская диссертация (Ленинград, 1965).
6. Л. Э. Гуревич, И. Н. Яснеевич, ЖЭТФ 47, 1967 (1964).
7. Л. Э. Гуревич, И. Н. Яснеевич, ФТТ 7 (2), 582 (1965).
8. Ш. Ш. Абельский, Ю. П. Ирхин, ЖЭТФ 44, 230 (1963).
9. Ю. П. Ирхин, Ш. Ш. Абельский, ФТТ 6, 1935 (1964).
10. Ш. Ш. Абельский, Кандидатская диссертация (Институт физики металлов АН СССР, Свердловск, 1964).
11. Ю. Каган, Л. А. Максимов, ФТТ 7, 530 (1965).
12. Е. И. Кондорский, ФТТ 6 (2), 539 (1964).
13. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ 48 (2), 506 (1965); ФММ 22 (2), 168 (1966).
14. Д. И. Волков, Вестник МГУ 4, 19 (1960).
15. Д. И. Волков, Т. М. Козлова, ФММ 20, 355 (1965).
16. Д. И. Волков, Т. М. Козлова, ЖЭТФ 48, 65 (1965).
17. А. Н. Волошинский, ФММ 18, 492 (1964).
18. R. Karplus, J. M. Luttinger, Phys. Rev. 95, 1154 (1954).
19. J. M. Luttinger, Phys. Rev. 112, 739 (1958).
20. J. Kondo, Progr. Theor. Phys. 27, 772 (1962).
21. W. Köster, H. P. Rave, Zs. Metallk. 52, 255 (1961).
22. W. Köster, W. Smobiling, Zs. Metallk. 52, 713 (1961).
23. W. Köster, H. P. Rave, Zs. Metallk. 55, 750 (1964).
24. W. Köster, O. Z. Romer, Zs. Metallk. 55, 805 (1964).
25. R. Huguenin, D. River, Helv. Phys. Acta 38, 900 (1965).
26. R. Ochenfeld, Zs. Metallk. 55, 519 (1964).
27. S. Soffer, J. Dressen, E. M. Pugh, Phys. Rev. 140, 668 (1965).
28. Т. М. Козлова, Кандидатская диссертация (Москва, 1965).
29. E. M. Pugh, Phys. Rev. 36, 1503 (1930).
30. E. M. Pugh, T. W. Lippert, Phys. Rev. 42, 709 (1932).
31. И. К. Кыкоин, Phys. Zs. 9, 1 (1936).
32. И. К. Кыкоин, ЖЭТФ 10 (11), 1442 (1940).
33. В. А. Липатова, Тр. Уральск. политех. ин-та, сб. 72, 21 (1957).
34. Н. В. Баженова, Кандидатская диссертация (Гос. пед. ин-т им. В. И. Ленина, Москва, 1965).
35. В. В. Парфенов, В. Р. Абельс, ДАН СССР 82 (6), 877 (1952).
36. К. П. Белов, Е. П. Свирина, ФТТ 8 (4), 1217 (1966).
37. Ю. Л. Иванов, С. М. Рывкин, ЖЭТФ 28, 774 (1958).
38. И. А. Дерюгин, Н. И. Ляшенко, ФТТ 5, 1117 (1963).
39. Я. М. Ксеянзов, Б. К. Авдеевко, В. В. Макаров, ФТТ 9 (4), 1058 (1967).



40. В. В. Макаров, Я. М. Ксендзов, В. И. Круглов, ФТТ 9 (2), 663 (1967).
41. A. W. Smith, Phys. Rev. 30, 1 (1910).
42. Н. В. Волкенштейн, Г. В. Федоров, ФММ 2, 377 (1956).
43. К. П. Белов, Е. П. Свирина, ЖЭТФ 37, 1212 (1959).
44. Е. П. Свирина, М. А. Маликова, ФТТ 6 (12), 3626 (1964).
45. Н. С. Акулов, А. В. Черемушкина, ЖЭТФ 35 (2), 518 (1958).
46. J. M. Lavine, Phys. Rev. 123, (4), 1273 (1961).
47. Е. П. Свирина, З. Д. Сирота, Вестник МГУ 6, 27 (1960).
48. Е. П. Свирина, М. А. Маликова, О. А. Маликова, ФТТ 8, 1959 (1966).
49. Е. П. Свирина, М. А. Маликова, Вестник МГУ, сер. 3, № 4, 94 (1965).
50. К. П. Белов, Е. П. Свирина, Ю. Б. Белоус, ФММ 6, 621 (1958).
51. Н. А. Бабушкина, ФТТ 7 (10), 3026 (1965).
52. Е. П. Свирина, Ю. В. Немчинов, ФТТ 9 (3), 704 (1967).
53. J. Smith, Physica 21, 877 (1955).
54. E. M. Pugh, Phys. Rev. 97, 647 (1955).
55. J. M. Lavine, Rev. Sci. Instr. 29, 97P (1958).
56. Н. В. Волкенштейн, Г. В. Федоров, ЖЭТФ 38, (4), 64 (1960).
57. К. П. Белов, Е. П. Свирина, О. А. Маликова, ФТТ 4 (12), 2829 (1962).
58. К. Завета, Е. Свирина, О. Маликова, ФТТ 4 (12), 3593 (1962).
59. К. П. Белов, Е. П. Свирина, ФТТ 3, 2495 (1961).
60. Е. П. Свирина, ФТТ 6, 3378 (1964).
61. Ю. П. Ирхин, В. Г. Постовалов, ФТТ 8 (2), 437 (1966).
62. Т. Н. Игошева, Кандидатская диссертация (МГУ, 1966).
63. И. М. Цидильковский, Термомагнитные явления в полупроводниках, М., Физматгиз, 1960.
64. Ш. Ш. Абельский, ФММ 18 (4), 631 (1964).
65. A. Kundt, Ann. Phys. u. Chemie 49, 257 (1893).
66. М. И. Каганова, Магнитная структура ферромагнетиков, Новосибирск, СО АН СССР, 1960, стр. 79.
67. R. H. Nugaenin, D. River, Helv. Phys. Acta 33 (9), 973 (1960).
68. Е. Вервей, Оксидные полупроводники, М., ИЛ, 1954.
69. А. П. Никольский, ФТТ 8, 1208 (1966).
70. F. J. Morin, Phys. Rev. 93 (6), 1199 (1954).
71. F. J. Morin, Phys. Rev. 93 (6), 1195 (1954).
72. Z. Finatogawa, N. Migata, S. Usami J. Phys. Soc. Japan 14, 854 (1959).
73. F. Kohane, B. D. Silverman, J. Phys. Soc. Japan 17 (1), 249 (1960).
74. F. J. Morin, T. H. Geballe, Phys. Rev. 99 (2), 467 (1955).
75. H. Lord, B. Parker, Nature 188 (No. 4754), 929 (1960).
76. R. R. Heikesa, W. D. Johnston, J. Chem. Phys. 26, 582 (1957).
77. S. Van-Houten, J. Phys. Chem. Solids 17, 7 (1960).
78. G. H. Jonker, J. Phys. Chem. Solids 9 (2), 165 (1959).
79. G. H. Jonker, S. Van-Houten, Halbleiter Probleme Bd., VI, Berlin, 1961, стр. 118.
80. J. K. Sinna, D. C. Kishan Pran, Ind. J. Pure and Appl. Phys., No. 6, 200 (1934).
81. J. Jamashita, J. Kurosawa, J. Phys. Chem. Solids 5, 34 (1958).
82. J. Holstein, Ann. of Phys. 8, 345, 925 (1959).
83. Ю. А. Фирсов, УФН 88 (1), 161 (1966).
84. Э. Л. Нагаев, ФТТ 3 (9), 2567 (1961); 4 (2), 413; 4 (8), 2201 (1962).
85. Р. Р. Догонадзе, Ю. А. Чизмаджиев, ФТТ 3 (12), 3712 (1961).
86. Р. Р. Догонадзе, А. А. Черненко, Ю. А. Чизмаджиев, ФТТ 3 (12), 3720 (1961).
87. М. И. Клиггер, Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 1342 (1961); ФТТ 4 (11), 3075 (1962); ДАН СССР 142 (5), 1065 (1962); Physica Status Solidi 11 (2), 499; 12, 765 (1965).
88. И. Г. Ланг, Ю. А. Фирсов, ЖЭТФ 43 (5), 1843 (1962).
89. Ю. А. Фирсов, ФТТ 5 (8), 2149 (1963).
90. Я. М. Ксендзов, Л. Н. Ансельм, Л. Л. Васильева, В. И. Латышев, ФТТ 5 (6), 1537 (1963).
91. В. П. Жузе, А. И. Шелых, ФТТ 5, 1756 (1963).
92. Я. М. Ксендзов, М. Н. Драбкин, ФТТ 7 (6), 1884 (1965).
93. В. П. Жузе, А. И. Шелых, ФТТ 8 (2), 629 (1966).
94. А. И. Шелых, К. С. Артемов, В. Е. Швайко-Швайковский, ФТТ 8, 3 (1966).
95. M. Nachman, F. G. Popescu, J. Rutter, Phys. Stat. Sol. 10, 519 (1965).

96. Kide Shigenao, J. Phys. Soc. Japan **20** (1), 123 (1965).
  97. J. G. Austin, A. J. Springthorpe, B. A. Smith, Phys. Lett. **21** (1), 20 (1966).
  98. A. J. Bosman, G. Crevescour, Phys. Rev. **144** (2), 763 (1966).
  99. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ **45**, 511 (1963).
  100. J. M. Lavine, Phys. Rev. **114** (2), 282 (1959).
  101. S. Foner, Phys. Rev. **88**, 955 (1952).
  102. А. А. Самохвалов, И. Г. Факидов, ФММ **4**, 249 (1957); **8** (1959); **9**, 414 (1960); в сб. «Ферриты», Минск, 1960.
  103. В. Манн, Ann. d. Phys. **3**, 122 (1959).
  104. А. А. Самохвалов, А. Г. Рустамов, ФТТ **7** (4), 1198 (1965).
  105. А. А. Самохвалов, А. Г. Рустамов, ФТТ **6**, 969 (1964).
  106. Л. Э. Гуревич, Г. М. Недлин, ЖЭТФ **45**, 576 (1963).
  107. Л. Э. Гуревич, Г. М. Недлин, ЖЭТФ **46**, 1056 (1964).
  108. Л. Э. Гуревич, И. Я. Коренблит, ФТТ **8**, 2471 (1964).
  109. J. P. Jan, Helv. Phys. Acta. **25**, 677 (1952).
  110. S. Foner, E. Pugh, Phys. Rev. **91**, 20 (1953).
  111. E. M. Pugh, N. Rostoker, Rev. Mod. Phys. **25** (1), 151 (1953).
  112. J. Okamura, Z. Torizusa, Sci. Rep. Inst. Tohoku Univ. **A3**, 352 (1950).
  113. M. Rosenberg, P. Nikolaou, J. Bungenet, Phys. Status Solidi **14**, 65 (1966).
  114. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, Изв. АН СССР, сер. физ., **27**, 1487 (1963).
  115. В. Г. Шавров, Е. А. Туров, ЖЭТФ **45**, 349 (1963).
  116. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, Ю. П. Ирхин, ЖЭТФ **47**, 296 (1964).
  117. В. Н. Новогрудский, И. Г. Факидов, ЖЭТФ **47**, 40 (1964).
  118. С. С. Левина, В. Н. Новогрудский, И. Г. Факидов, ЖЭТФ **45**, 52 (1963).
  119. К. П. Белов и др., ЖЭТФ **38**, 1914 (1960).
-