

О ПРИРОДЕ ИНДУЦИРОВАННОГО МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК В $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Аронзон Б. А., Никитин М. С., Сусов Е. В., Чумаков Н. К.

Обсуждаются различные модели перехода металл—диэлектрик, наблюдаемого в легированных полупроводниковых кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под действием магнитного поля. Проведены измерения гальваномагнитных свойств $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [$x=0.16\div 0.22$; $n==(1\div 13)\cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$] в магнитных полях $H \leq 70\text{ кЭ}$ при $1.4 \leq T \leq 25\text{ К}$. Получена зависимость поля перехода от степени компенсации образца, однозначно свидетельствующая в пользу модели, связанной с локализацией электронов в ямах флуктуационного потенциала.

В литературе в настоящее время интенсивно обсуждается природа индуцированного магнитным полем перехода металл—диэлектрик, наблюдающегося в узкощелевых полупроводниках, в основном в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [$1\text{--}6$]. Удивительной особенностью данного перехода является слабая температурная зависимость постоянной Холла R_H , в то время как удельное сопротивление ρ экспоненциально зависит от температуры, что и следует ожидать в случае диэлектрика. В качестве модели такого перехода предлагаются: 1) вигнеровская кристаллизация или образование вязкой электронной жидкости [$1\text{--}3$]; 2) локализация электронов во флуктуационном потенциале [$3\text{--}4$]; 3) магнитное вымораживание [5]; 4) образование «холловского диэлектрика» [6].

Возможность образования вигнеровского кристалла, а точнее — вязкой электронной жидкости связывается с ростом энергии электрон-электронного взаимодействия по отношению к энергии Ферми ϵ_F , поскольку в квантовом пределе магнитных полей энергия Ферми быстро уменьшается с ростом напряженности магнитного поля H , $\epsilon_F \sim 1/H^2$.

Под локализацией электронов во флуктуационном потенциале мы понимаем их локализацию в крупномасштабных ямах случайного потенциала, образованного флуктуациями концентрации заряженных примесей. Переход металл—диэлектрик, предсказанный в [7], происходит, когда уровень Ферми, опускающийся с ростом магнитного поля, пересекает уровень протекания. Здесь следует различать случаи [7]: а) классической локализации — размер оптимальной флуктуации превосходит длину волны электрона; б) квантовой локализации — размер оптимальной флуктуации, в которой локализуется электрон, вдоль магнитного поля $H \parallel z$ ограничен длиной волны электрона $l_{\parallel} = \hbar/p_z$; p_z — импульс электрона вдоль магнитного поля. Однако в направлении, перпендикулярном магнитному полю, размер флуктуации $l_{\perp} \gg \lambda = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитной длины, и движение электрона остается классическим.

«Холловским диэлектриком» названо состояние, которое предположительно может возникать при увеличении с ростом магнитного поля квантовых поправок к проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия до величин $\Delta\sigma/\sigma \sim 1$; напомним, что в этом случае $\Delta\sigma < 0$ [6].

Острая дискуссия, развернувшаяся вокруг различных моделей перехода, сводится в основном к тому, что авторы показывают, каким образом отстаиваемая ими модель объясняет указанную выше (слабую температурную зависимость постоянной Холла) особенность перехода. В недавних работах [$3\text{--}4$] подробно

разбираются аргументы сторонников вигнеровской кристаллизации и показано, что и в модели флуктуационного потенциала наблюдаемые явления могут быть столь же удовлетворительно объяснены.

Таким образом, само наличие перехода и основные свойства диэлектрика во всех указанных моделях объясняются достаточно успешно, поэтому представленные в работах [1-6] рассуждения нельзя считать убедительным свидетельством в пользу одной из точек зрения.

В качестве другого аргумента в пользу одной из моделей перехода выдвигается качественное совпадение теоретических и экспериментальных значений и концентрационных зависимостей поля H_c , в котором наблюдается переход.

В разных моделях H_c определяется следующими соотношениями [7, 8]:

$$H_W^* = n^{*3/6}, \quad (1)$$

$$H_M^* = \frac{1}{8^3} n^*, \quad (2)$$

$$K_q^* = n^* \frac{1 - K}{1 + K}, \quad (3)$$

$$H_{cl}^* = n^{*3/6} \left(\frac{1 - K}{1 + K} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Для удобства сравнения результатов, полученных на образцах с разными эффективными массами, концентрациями, разного состава x , мы здесь используем безразмерные переменные $n^* = n a_B^3$, $H^* = a_B^3 / \lambda^2$, где n — концентрация, a_B — боровский радиус электронов, H_W^* , H_M^* , H_q^* , H_{cl}^* — соответственно поля перехода для вигнеровской кристаллизации, магнитного вымораживания на отдельные доноры, квантовой и классической локализации во флуктуационном потенциале, $K = N_A / N_D$ — степень компенсации примесей (N_A , N_D — соответственно концентрации акцепторов и доноров).

Видно, что концентрационные зависимости полей перехода для разных моделей очень близки. Что же касается численных коэффициентов в соотношениях (1)–(4) (нами сознательно опущенных),¹ то они известны лишь очень приближенно и недостаточно сильно отличаются друг от друга. Поэтому сравнение теоретических и экспериментальных значений поля перехода или их концентрационных зависимостей также не может помочь в выборе модели перехода. В то же время, как видно из соотношений (1)–(4), существует параметр — степень компенсации, зависимость поля перехода от которого в каждом из представленных случаев различна. Тем самым исследование зависимости $H_c(K)$ может позволить выяснить природу перехода.

Предварительно отметим, что случаи классической и квантовой локализации во флуктуационном потенциале различаются размером области локализации электронов, т. е. размером оптимальной флуктуации. Последний, в свою очередь, зависит от концентрации заряженных примесей и свободных электронов, следовательно, от K . При больших значениях K реализуется классический случай, при малых — квантовый. Если в соотношениях (3), (4) учесть коэффициенты, можно получить, что переход от классической к квантовой локализации происходит при $K = K_c$; $K_c = (1 - A) / (1 + A)$, $A = (1/2^{1/2} \pi) (N_i a_B^3)^{-1/6}$, $N_i = N_D + N_A$. При очень низкой компенсации $K \rightarrow 0$, когда в объеме флуктуации заключена всего одна примесь, квантовая локализация во флуктуационном потенциале сводится к магнитному вымораживанию на отдельные доноры [7].

Рассмотрение перехода на языке квантовых поправок при $\Delta \sigma / \sigma \rightarrow 1$ [6] по существу также эквивалентно квантовой локализации, так как и то и другое, вообще говоря, есть андерсоновская локализация в случайном потенциале, и в обоих случаях переход наступает, когда $\hbar \tau / \varepsilon_F \sim 1$ [6, 7], где τ — время релаксации импульса.

Таким образом, модели переходов 2 и 4, по-видимому, физически эквивалентны, а области применимости моделей 2 и 3 различаются степенью компенса-

¹ Исключение составляет H_M^* .

ции; в то же время вигнеровская кристаллизация представляет собой альтернативную модель. Выбор соответствующей эксперименту модели проведем с помощью анализа зависимости значения напряженности магнитного поля в точке перехода металл—диэлектрик от степени компенсации образца. Изучение перехода проводилось с помощью гальваномангнитных измерений на образцах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [$x=0.16\div 0.22$; $n=(1\div 3)\cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$] в полях $H \leq 70\text{ кЭ}$ при $1.4 \leq T \leq 25\text{ К}$. Наличие перехода устанавливалось аналогично тому, как это сделано в работе [3].

Прежде чем обсуждать зависимость $H_c(K)$, отметим, что в разных работах применяются различные экспериментальные способы определения поля перехода. В частности, в качестве поля перехода принимаются: а) поле, в котором появляется температурная зависимость ρ_{xx} или ρ_{zz} [2]; б) поле, в котором начинается спад в зависимости $R_H(H)$ [4]; в) поле, в котором $\sigma_{xx} = \sigma_{xy}$ [3] (естественно, в магнитных полях, удовлетворяющих условию установления квантового предела и сильно превосходящих поле замагничивания электронов); г) поле появления активационной температурной зависимости сопротивления [3].

Поскольку во всех моделях перехода предполагается, что в полях выше H_c $\rho_{xx}(T)$ и $\rho_{zz}(T)$ должны удовлетворять соотношению $\rho_{ii} = \rho_{0ii} \exp[\varepsilon(H)/kT]$, где $\varepsilon(H)$ — растущая с увеличением магнитного поля энергия активации, нам представляется наиболее естественным определять H_c как поле, в котором $\varepsilon(H)$ обращается в нуль, т. е. $\varepsilon(H) \rightarrow 0$ при $H \rightarrow H_c + 0$. Однако достаточно полные температурные зависимости были получены далеко не во всех работах, кроме того, даже при наличии подобных зависимостей $\rho_{ii}(T)$ выделить единую температурную экспоненту в широком интервале температур оказалось достаточно сложно и удалось не всем авторам. Дело в том, что как в продольное, так и в поперечное магнитосопротивление могут давать вклад, по крайней мере, два механизма проводимости [1, 3]; кроме того, при малых значениях $\varepsilon(H)/kT$ существенный вклад в температурную зависимость сопротивления может давать предэкспонента.² Отсюда, в частности, ясно, что определение поля перехода как поля, в котором появляется температурная зависимость сопротивления [2], нельзя признать удачным. Ведь при малых ε_F температурная зависимость сопротивления, связанная с зависимостью от температуры подвижности, может наблюдаться и с металлической стороны перехода. К тому же поле, в котором обнаруживается эта зависимость, сильно зависит от точности эксперимента.

Определение H_c по наблюдаемому в эксперименте некоторому спаду R_H с ростом магнитного поля, который характерен для случая двух типов носителей, обосновывается в рамках модели локализации во флуктуационном потенциале [4] и поэтому не может носить общего характера. Отметим также, что спад $R_H(H)$ может определяться вкладом дополнительных механизмов проводимости.

При построении зависимости $H_c(K)$ мы стремились определять поле перехода через зависимость $\varepsilon(H)$. В тех случаях, когда данных для этого не хватало, для нахождения H_c мы использовали следующие соображения. В металле при $\omega_H \tau \gg 1$ (ω_H — циклотронная частота), что заведомо выполняется в квантовом пределе, $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$. С диэлектрической стороны перехода, как показывают эксперимент и модельные рассуждения в случае локализации во флуктуационном потенциале [3] и магнитного вымораживания [5], выполняется обратное неравенство $\sigma_{xx} \gg \sigma_{xy}$. Поэтому условие $\sigma_{xx} \approx \sigma_{xy}$ можно использовать для определения значения поля перехода, которое обозначим H'_c . Проанализируем связь между H_c и H'_c . Как уже указывалось, с диэлектрической стороны перехода $\rho_{xx} = \rho_{0xx} \exp[\varepsilon(H)/kT]$, $\rho_{xy} = R_H H$, а $R_H \sim \text{const}$. Следовательно, при $T \rightarrow 0$ сразу за переходом $\rho_{xx} \gg \rho_{xy}$. Поэтому $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2) \gg \sigma_{xy} = \rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ и $H'_c \rightarrow H_c$ при $T \rightarrow 0$.

Из приведенных рассуждений видно, что

$$\varepsilon(H'_c) = kT \ln(\rho_{xy}/\rho_{0xx}). \quad (5)$$

В случае локализации электронов во флуктуационном потенциале энергия активации определяется энергетическим зазором между уровнем протекания ε_p

² Обычно проводимость хорошо аппроксимируется формулой $\sigma_{ii} = \sigma_{0ii} \exp[-\varepsilon(H)/kT] + \sigma_2$ [1, 3].

и уровнем Ферми ε_F , $\varepsilon(H) = \varepsilon_p - \varepsilon_F$. Как уже отмечалось, в нашем случае $\varepsilon_F \sim 1/H^2$, и поэтому из (5) следует

$$H'_c(T) = H'_c(0) \frac{1}{\left(1 - \frac{kT}{E'}\right)^{1/2}}, \quad (6)$$

где $E' = \varepsilon_p / \ln [\rho_{xy}(H, T) / \rho_{0xx}(H, T)]$. В общем случае величина E' является слабо зависящей функцией H и T , однако в первом приближении эту слабую зависимость, по-видимому, можно не учитывать. Представленная на рис. 1 экспериментальная зависимость $H'_c(T)/H'_c(0)$ для трех образцов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ находится в качественном согласии с этими рассуждениями [сплошная линия соответствует соотношению (6)]. Всегда, когда проводились подробные температурные измерения, эксперимент показывал, что значения H_c и $H'_c(0)$ совпадают.

Перейдем теперь к анализу зависимости $H_c(K)$. На рис. 2 приведена зависимость

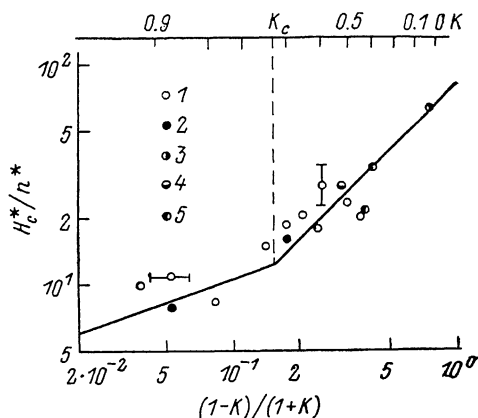
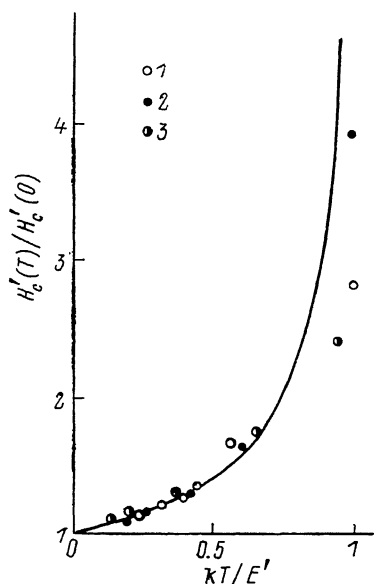


Рис. 1. Зависимость отношений $H'_c(T)/H'_c(0)$ от приведенной температуры kT/E' для трех (1—3) образцов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с разными параметрами.

x : 1 — 0.214, 2 — 0.21, 3 — 0.18; $n \cdot 10^{-14}$, см^{-3} : 1 — 2.7, 2 — 1.34, 3 — 7.4; H_c , кЭ: 1 — 4.8, 2 — 2.8, 3 — 19; $H'_c(0)$, кЭ: 1 — 4.8, 2 — 2.7, 3 — 21; E' , мэВ: 1 — 0.52, 2 — 0.86, 3 — 1.3.

Рис. 2. Зависимость отношения приведенного поля перехода H'_c* и концентрации электронов n^* от степени компенсации K для различных образцов. Точки получены по данным работ: 1 — настоящей работы, 2 — [1], 3 — [3], 4 — [2], 5 — [1].

$(H'_c/n^*)(K)$, построенная на основании как наших, так и литературных данных. Степень компенсации вычисляется из значения подвижности при гелиевой температуре по формуле Брукса—Херинга в предположении, что рассеяние происходит на ионизованных примесях. Видно, что в соответствии с (3), (4) поле перехода убывает с ростом K , чего, по-видимому, не следует ожидать в случае вигнеровской кристаллизации и образования вязкой электронной жидкости [8]. Более того, экспериментальные данные неплохо согласуются с теоретическими зависимостями, определенными по соотношениям (3), (4) (сплошная линия на рис. 2). Соответствует теоретическому и экспериментальное значение критической компенсации K_c , при котором происходит переход от случая классической к случаю квантовой локализации. В рассматриваемом диапазоне концентраций электронов расчет дает $K_{c\text{теор}} \sim 0.8$, что согласуется с экспериментальным значением $K_c = 0.73$ (рис. 2).

Итак, экспериментальные данные противоречат модели вигнеровской кристаллизации индуцированного магнитным полем перехода металл—диэлектрик и показывают, что в широкой области параметров переход описывается локализацией во флуктуационном потенциале; при $K \rightarrow 0$ (например, $K = 0.14$ — край-

ная правая точка на рис. 2) данные могут быть описаны и в модели магнитного вымораживания [9].

Таким образом, переход по модели флуктуационного потенциала наиболее типичен для кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Gebhard J., Nimtz G., Schlicht B., Stadler J. P. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N] 8, p. 5449—5452; Stadler J. P., Nimtz G., Schlicht B., Remenyi G. — Sol. St. Commun., 1984, v. 52, N 1, p. 67—69.
- [2] Shayegan M., Drew H. D., Nelcon D. A., Tedrow P. M. — Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N] 9, p. 6123—6126.
- [3] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1457—1462.
- [4] Цидильковский И. М., Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 2, с. 80—82; Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. — ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1392—1396.
- [5] De Vos G., Herlach F., Myron H. W. — Sol. St. Commun., 1986, v. 19, N 10, p. 2509—2518.
- [6] Мурзин С. С. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 1, с. 45—47.
- [7] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. — ЖЭТФ, 1973, т. 64, в. 6, с. 2221—2231.
- [8] Цидильковский И. М. — УФН, 1987, т. 153, в. 1, с. 3—60.
- [9] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. — ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1392—1396.

Получена 23.06.1987
Принята к печати 15.12.1987
