

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ–ИЗОЛЯТОР В АМОРФНОМ $\text{Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ ПОЛУЧЕННОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ

А.И.Якимов¹⁾, А.В.Двуреченский

*Институт физики Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 6 января 1997 г.

Исследован переход металл – изолятор (ПМИ), стимулированный изменением концентрации примеси Mn, в материале с топологическим беспорядком – аморфном $\text{Si}_{1-c}\text{Mn}_c$. Обнаружено, что в окрестности критической точки изменения радиуса локализации, диэлектрической проницаемости и проводимости осуществляются степенным образом в соответствии с масштабной теорией локализации. Определены критические индексы. Делается вывод о том, что основные закономерности ПМИ в неупорядоченных системах не зависят от типа беспорядка и носят универсальный характер.

PACS: 71.30.+h

Переход металл – изолятор (ПМИ) связан с перемещением уровня Ферми из области распространенных электронных состояний основной или примесной зоны в область локализованных состояний либо в запрещенную зону. Различают два типа ПМИ: переход Мотта, стимулированный внутрицентровым электрон-электронным взаимодействием, и переход Андерсона, вызванный локализацией носителей на уровне Ферми под влиянием разупорядочивающего фактора. На практике часто оказывается, что в реальных системах ПМИ сочетает в себе основные черты обоих типов, поскольку одновременно присутствуют эффекты взаимодействия и локализации [1], и поэтому нуждается в проведении более детальных исследований как теоретического, так и экспериментального характера.

Центральной проблемой в теории ПМИ является поведение основных физических характеристик системы вблизи критической точки. На металлической стороне такой характеристикой является проводимость при нулевой температуре $\sigma(0)$. Развиваемые в последнее время модели (одно- [2] и двухпараметрическая [3] масштабные теории локализации, метод экстраполяции квантовых поправок в критическую область [4]) описывают поведение проводимости вблизи ПМИ степенной функцией

$$\sigma(0) = \sigma_M (c/c_{cr} - 1)^{\nu_\sigma}, \quad (1)$$

где c – концентрация примеси, c_{cr} – концентрация примеси, при которой осуществляется переход, ν_σ – критический индекс проводимости, а

$$\sigma_M = 0.03e^2 c_{cr}^{1/3} / h \quad (2)$$

– так называемая минимальная металлическая проводимость. Вопрос о величине критического индекса, его универсальности является в настоящее время

¹⁾e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

до конца не решенным. Теория скейлинга предсказывает $\nu_\sigma = 1$. Такое значение соответствует опытным данным для большинства неупорядоченных систем, хотя в некомпенсированных полупроводниках часто наблюдают $\nu_\sigma = 1/2$ (см. обзор [5] и ссылки там же). Состояние системы в диэлектрической фазе ПМИ (при $c < c_{cr}$) характеризуют радиус локализации носителей ξ_{loc} и статическая диэлектрическая проницаемость ϵ . Согласно масштабной модели локализации, непрерывное изменение проводимости вблизи ПМИ связано со степенной расходимостью характерной длины, отвечающей за наличие критической области, $\xi = \xi_0(c/c_{cr} - 1)^{-\nu_\xi}$ через соотношение $\sigma(0) = Ge^2/h\xi$, где G – некоторая постоянная. Это означает, что $\nu_\sigma = \nu_\xi$. При $c < c_{cr}$ роль критической длины играет параметр ξ_{loc} . Поэтому $\xi_{loc} = \xi_0(1 - c/c_{cr})^{-\nu_\xi}$. Применение метода ренорм-группы [6] к описанию поведения примесной составляющей диэлектрической проницаемости $\epsilon_i = \epsilon - \epsilon_0$, где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость матрицы, также приводит к аналогичной формуле $\epsilon_i = \epsilon^*(1 - c/c_{cr})^{-\nu_\epsilon}$. Причем [7],

$$\nu_\epsilon = 2\nu_\xi = 2\nu_\sigma. \quad (3)$$

Большинство экспериментальных работ на эту тему посвящено изучению сильнолегированных кристаллических полупроводников, в которых беспорядок является композиционным и связан с хаотически распределенными заряженными примесями [1]. В аморфных материалах сформировать металлическое состояние удастся лишь введением примесей металлов до концентрации, сравнимой с концентрацией атомов матрицы. Тем не менее, в этом случае тип беспорядка является топологическим, величина случайного потенциала практически не зависит от примесного состава и обусловлена отсутствием дальнего порядка в расположении атомов остова вследствие искажения длин связей, валентных углов и двугранного угла. Экспериментальные данные о поведении аморфных материалов вблизи ПМИ, будучи менее многочисленными, относятся лишь к зависимости $\sigma(0, c)$ [1]. Исследования эволюции радиуса локализации и диэлектрической проницаемости в системах с топологическим беспорядком практически отсутствуют. Это затрудняет проверку основных скейлинговых соотношений. Как правило, аморфные смеси получают совместным распылением кремния или германия и легирующего металла. Недостатком этой процедуры является возможность образования металлических кластеров, что может вносить классический эффект "двухфазных смесей", рассматриваемый с помощью континуальной теории протекания и маскирующий реальный переход Андерсона либо Мотта. Метод ионной имплантации позволяет вводить примеси "поштучно", прецизионно меняя концентрацию носителей вблизи ПМИ, избегая формирования металлических включений [8, 9].

Целью настоящей работы являлось исследование ПМИ в аморфном $Si_{1-c}Mn_c$, полученном имплантацией ионов марганца, и определение всего набора критических индексов.

Имплантация осуществлялась либо в предварительно напыленные на кварцевые подложки слои аморфного кремния, либо в пленки кристаллического кремния на сапфире с одновременной аморфизацией последних. Использование сапфировых подложек, обладающих большой теплопроводностью, необходимо при больших дозах облучения (концентрация примеси $c \geq 15$ ат.%) для

предотвращения нагрева слоев в процессе бомбардировки. Плотность ионного тока составляла $0.5 - 5 \text{ мкА/см}^2$, доза облучения $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Однородное распределение примеси по толщине слоев $\alpha\text{-Si}$ ($0.2 - 0.3 \text{ мкм}$) достигалось варьированием энергии ионов в диапазоне $20 - 300 \text{ кэВ}$. Детально методика приготовления образцов, их структурные и электрические свойства описаны в работах [10, 11].

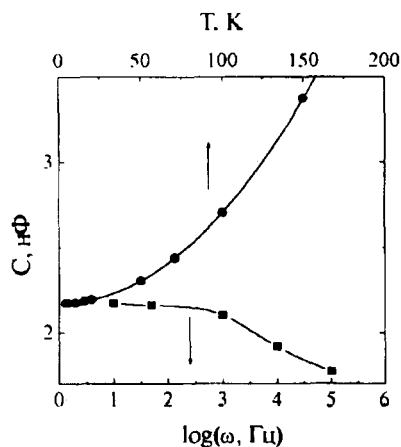


Рис.1. Зависимость емкости структуры Ni/ $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ /Al ($c = 7 \text{ ат.}\%$) от температуры измерения и частоты напряжения

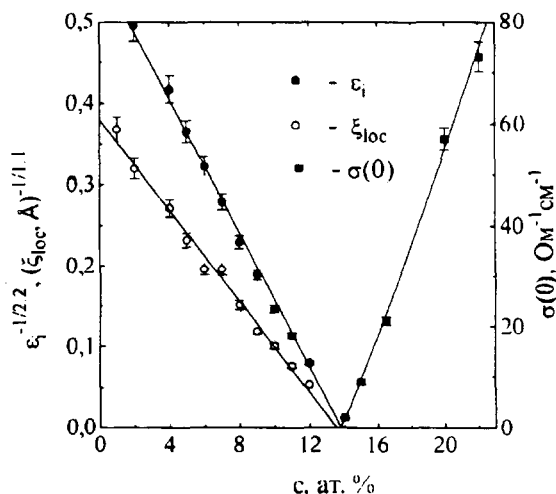


Рис.2. Зависимости радиуса локализации ξ_{loc} , примесной части диэлектрической проницаемости ϵ_i и проводимости при нулевой температуре $\sigma(0)$ от концентрации Mn. Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных степенными зависимостями (см. текст). Точка перехода металл – изолятор $c_{cr} \approx 13.7 \text{ ат.}\%$

1. Диэлектрическая проницаемость определялась на основе измерений низкочастотной емкости структур Ni/ $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ /Al по параллельной схеме замещения. Слой никеля толщиной 20 нм , служивший нижней обкладкой конденсатора, наносился на кварцевую подложку непосредственно перед напылением $\alpha\text{-Si}$. Измерения сопротивления слоя Ni после облучения марганцем показали, что ионная бомбардировка не приводит к потере его проводящих свойств. Площадь верхнего контакта (Al) составляла $1.3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. На рис.1 показана зависимость емкости такой структуры ($c = 7 \text{ ат.}\%$) от температуры и частоты. Экстраполяция зависимостей $C(T)$ и $C(\omega)$ к нулевым значениям T и ω позволяет определить величину ϵ . Для нелегированной пленки $\alpha\text{-Si}$ такая процедура дает $\epsilon_0 = 11.7 \pm 0.4$, хорошо согласующуюся с известными данными для диэлектрической проницаемости кремния 11.4 [12].

2. В работах [10, 11] было обнаружено, что в области концентраций Mn $c < 13 \text{ ат.}\%$ низкотемпературная зависимость проводимости $\sigma(T)$ в слоях $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ на кварце описывается экспоненциальным выражением $\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$. Такое поведение связано с прыжковым транспортом по локализованным состояниям параболической кулоновской щели [8]. В этом

случае

$$T_0 = \beta e^2 / k \epsilon \xi_{loc}, \quad (4)$$

где k – постоянная Больцмана, β – численный параметр, имеющий значение 1.4 при наличии в примесной зоне хаббардовских корреляций [9] (такие корреляции присутствуют в α -Si_{1-c}Mn_c [13]). Используя $\epsilon(c)$ и найденные в [10] величины $T_0(c)$, можно определить зависимость $\xi_{loc}(c)$.

3. Исследование проводимости в структурах с концентрацией Mn $c \geq 14$ ат.% [14] показало, что в области температур 20–200 К зависимость $\sigma(T)$ описывается степенным соотношением $\sigma(T) = \sigma(0) + aT^{1/2} + bT$, где первое из зависящих от температуры слагаемых является результатом электрон-электронного взаимодействия, а второе – квантовой поправкой к проводимости, обусловленной эффектом слабой локализации. Экстраполяция этих данных к нулевой температуре позволяет определить величину $\sigma(0)$.

На рис.2 показана зависимость $\sigma(0, c)$. Аппроксимация экспериментальных точек формулой (1) с помощью подгонки трех параметров σ_M , c_{cr} и ν_σ приводит к их значениям: $\sigma_M = 129 \pm 8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $c_{cr} = 13.7 \pm 0.1$ ат.%, $\nu_\sigma = 1.1 \pm 0.1$ (сплошная линия). Величину минимальной металлической проводимости можно независимо оценить по формуле (2). Получаем $\sigma_M \approx 120 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Независимую оценку критической концентрации c_{cr} можно сделать с помощью критерия Мотта [1], хорошо выполняющегося для аморфных материалов [15]: $c_{cr}^{1/3} a_H = 0.26$, где a_H – эмпирический атомный радиус примеси. Взяв для Mn $a_H = 0.14$ нм [16], получаем $c_{cr} \approx 13$ ат.%. Близость величин σ_M и c_{cr} , предсказанных теоретически и полученных в результате подгонки, указывает на корректность проведенной процедуры трехпараметрической аппроксимации.

Аналогичная аппроксимация данных $\epsilon_i(c)$ и $\xi_{loc}(c)$, найденных с помощью процедур, описанных в пунктах 1 и 2, позволила определить следующие параметры: $\epsilon^* = 3.3 \pm 0.1$, $c_{cr} = 13.7 \pm 0.1$ ат.%, $\nu_\epsilon = 2.2 \pm 0.1$, $\xi_0 = 2.9 \pm 0.5 \text{ \AA}$, $c_{cr} = 13.6 \pm 0.2$ ат.%, $\nu_\xi = 1.1 \pm 0.1$. На рис.2 показаны экспериментальные зависимости $\epsilon_i^{-1/2.2}(c)$, $\xi_{loc}^{-1/1.1}(c)$. Видно, что графики диэлектрической проницаемости и радиуса локализации действительно хорошо спрямляются в выбранных координатах (сплошные линии – результат подгонки). Тот факт, что величины критической концентрации, определенные для трех различных характеристик системы и обеих фаз ПМИ, совпали, свидетельствует об адекватности описания поведения радиуса локализации, диэлектрической проницаемости и проводимости в аморфном кремнии по аналогии с фазовыми переходами 2-го рода в виде степенных функций близости к критической точке типа (1). Кроме того, легко видеть, что соотношение (3) между критическими индексами действительно выполняется с хорошей точностью. Таким образом, основные черты перехода металл – изолятор не зависят от типа беспорядка в системе и носят универсальный характер.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международной ассоциации INTAS (грант 94-4435).

2. E.Abrahams, P.W.Anderson, D.C.Licciardello, and T.V.Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
3. W.L.McMillan, Phys. Rev. B **24**, 2739 (1981).
4. N.F.Mott and M.Kaveh, J. Phys. C: Solid State Phys. **15**, L45 (1982).
5. G.A.Thomas, Phil. Mag. B **52**, 479 (1985).
6. C.Castellani, C.Di Castro, P.A.Lee, and M.Ma, Phys. Rev. B **30**, 527 (1984).
7. P.A.Lee and T.V.Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
8. A.L.Efros and B.I.Shklovskii, J. Phys. C: Solid State Phys. **8**, L49 (1975).
9. J.H.Davies, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 3031 (1984).
10. A.V.Dvurechenskii, V.A.Dravin, and A.I.Yakimov, Phys. Stat. Sol. (a) **113**, 519 (1989).
11. А.В.Двуреченский, А.И.Якимов, ЖЭТФ **95**, 159 (1989).
12. H.Hess, K.De Kondo, T.F.Rosenbaum, and G.A.Thomas, Phys. Rev. B **25**, 5578 (1982).
13. J.C.Slater, *Quantum Theory of Molecules and Solid*, Vol. 2, New York: Mc Graw-Hill, 1965, p.103.
14. A.I.Yakimov, A.V.Dvurechenskii, C.J.Adkins, and V.A.Dravin, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 499 (1997).
15. K.Morigaki, Phil. Mag. B **42**, 979 (1980).
16. А.В.Двуреченский, В.А.Дравин, А.И.Якимов, ФТТ **30**, 401 (1988).