

Особенности электронного парамагнитного резонанса в 4H-SiC в области фазового перехода изолятор–металл.

II. Анализ ширины и формы линий

© А.И. Вейнгер[¶], А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Е.Н. Мохов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 декабря 2003 г. Принята к печати 17 декабря 2003 г.)

Изучены изменение ширины и формы ЭПР линии азота в 4H-SiC в области концентраций, соответствующих фазовому переходу изолятор–металл. Показано, что спиновая релаксация в области прыжковой и металлической проводимости происходит на электрических мультиполях — кластерах, размеры которых уменьшаются по мере увеличения концентрации примесных центров от достаточно больших до характерных межпримесных расстояний. Анализ температурных зависимостей сопротивления позволил оценить значение критической концентрации для фазового перехода изолятор–металл $(N_D - N_A)_c \approx 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Выявлены также значения других характерных концентраций, определяющих эффекты взаимодействия электронов в изученной системе.

Настоящая статья представляет собой вторую часть работы по исследованию ЭПР в электронном 4H-SiC:N в области фазового перехода изолятор–металл (ИМ). Первая часть работы была опубликована ранее [1]. Она посвящена эффектам спинового взаимодействия в этом же материале, проявляющемся в довольно сложной системе наблюдаемых линий. Одна из них (линия I) исчезает вблизи перехода ИМ, две другие (линии III и IV), наоборот, возникают в металлической фазе. Как показывает эксперимент [1], начиная с концентраций порядка $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \approx n_c/2$ ($n_c = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — критическое значение концентрации для фазового перехода ИМ) форма линии становится существенно асимметричной (амплитуда низкополевой части производной сигнала поглощения существенно больше высокополевой), что может быть объяснено в рамках теории Дайсона [2–4]. Здесь мы проведем анализ ширины и формы линий, а также обсудим связь ЭПР и фазового перехода ИМ.

1. Концентрационные и температурные изменения ширины линии

Теория Дайсона [2–4] указывает, что для искаженной спин-эффектом линии полуширину следует измерять на полувысоте положительного крыла производной. Зависимость полуширины основной резонансной линии I, измеренной таким образом, от концентрации примесных центров представлена на рис. 1. Видно, что в изоляторном состоянии далеко от критической концентрации ($n_c \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, по данным [1]) полуширина линии весьма слабо зависит от уровня легирования. Однако при приближении к критической концентрации полуширина линии начинает быстро возрастать. Увеличивается разброс данных от образца к образцу. При большом уровне легирования (уже в металлической фазе) эта линия исчезает, а ширины наблюдаемых в этом концентрационном

диапазоне других линий ЭПР II, III и IV (рис. 2 из [1]) не зависят от температуры.

Характерные температурные зависимости полуширины линии I для исследованных образцов представлены на рис. 2. Видно, что эти зависимости сильно зависят от уровня легирования. Так, при самой низкой концентрации примесей (образец 2¹, кривая 1) в широком температурном диапазоне вплоть до 60 К полуширина линии не зависит от температуры. При более высоких температурах линия быстро уширяется и исчезает. В сильнее легированных образцах, в которых наблюдается одиночная линия лоренцевой или дайсоновской формы, ее полуширина увеличивается с ростом температуры по закону $T^{1/2}$, характерному для релаксации спина на нейтральных центрах (см. далее) (кривые 2–4). Иногда в области низких температур наблюдаются более слабые зависимости или даже их отсутствие (кривая 3). При концентрациях примесей, близких к концентрации исчезновения этой линии ($N_D - N_A \cong 10^{19} \text{ см}^{-3}$), зависимость от температуры начинает ослабевать (зависимость 5) и даже меняет знак в своей низкотемпературной части (кривая 6, $N_D - N_A \cong 1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

2. Время спин-решеточной релаксации

Как известно, ширина линии ЭПР в проводящих веществах определяется временем спин-решеточной релаксации T_2 , равной для проводящих систем времени спин-спиновой релаксации T_1 :

$$T_2 = h / (g\mu_B \delta H),$$

где μ_B — магнетон Бора, δH — полуширина линии.

Из рис. 1 следует, что при концентрации примеси, большей $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, время спин-решеточной релаксации, обратное полуширине линии δH , начинает резко

[¶] Параметры исследованных образцов приведены в табл. 2 в работе [1].

[¶] E-mail: Anatoly.Veingger@mail.ioffe.ru

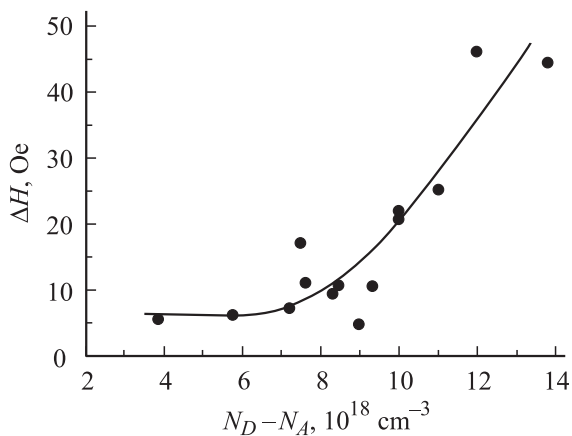


Рис. 1. Концентрационная зависимость полуширины ЭПР линии азота в 4H-SiC при 3.2 К.

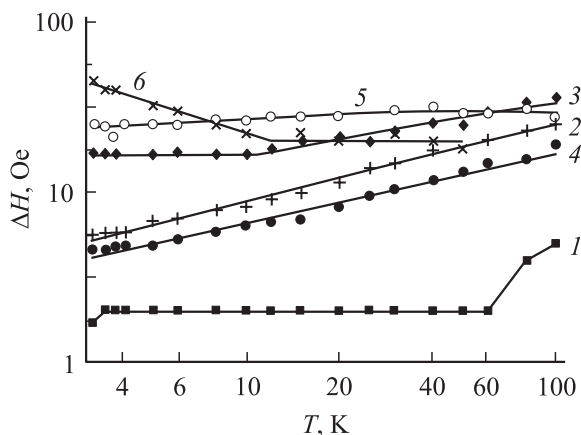


Рис. 2. Температурные зависимости полуширины ЭПР линии азота в 4H-SiC; $N_D - N_A, 10^{18} \text{ см}^{-3}$: 1 — 0.35, 2 — 2.4, 3 — 7.5, 4 — 9, 5 — 11, 6 — 13.8.

уменьшаться. Большой разброс точек в этой области концентраций указывает на то, что на этот параметр, а также на измеренную из эффекта Холла концентрацию $N_D - N_A$ влияют случайные технологические особенности выращивания кристаллов, такие как микронеоднородности распределения примеси, внутренние напряжения, степень компенсации и т. д.

Из рис. 2 видно, что при низкой концентрации примесей (кривая 1, образец 2) полуширина линии ЭПР почти во всем температурном интервале не зависит от температуры, и соответствующее время релаксации $T_2 \geq 10^{-7}$ с. По мере увеличения концентрации примесных центров величина δH увеличивается примерно на порядок, что указывает на соответствующее уменьшение времени спиновой релаксации до 10^{-8} с. При этом появляется заметная зависимость от температуры. Для представленных на рисунке образцов (кривые 2, 3 и 4 для образцов 3, 6 и 10 соответственно) эта зависимость описывается преимущественно законом $T_2 \propto T^\alpha$, где $\alpha = 0.47$ для образца 3, 0.33 для образца 6 и 0.42 для образца 10, т. е. для этих образцов $\alpha \leq 0.5$. В сильно легированных образцах, когда линия становится особен-

но широкой, зависимость от температуры ослабевает (кривая 5, образец 14): $\alpha = 0.1$. В наиболее сильно легированном образце, в котором еще наблюдается линия I (кривая 6, образец 16), в низкотемпературной области появляется участок, на котором время спин-решеточной релаксации увеличивается с ростом температуры (полуширина линии уменьшается). Сопоставим эти результаты с ранее изученной спиновой релаксацией в Ge:As [5].

При исследовании ЭПР в компенсированном Ge вблизи фазового перехода ИМ было обнаружено, что в случае появления свободных носителей заряда спин-решеточная релаксация происходит на близко расположенных заряженных примесях, образующих донорно-акцепторные пары. При этом наиболее медленным процессом, определяющим время релаксации, является время сближения спина с такой парой. В этом случае температурная зависимость T_2 позволяет определить пространственное распределение потенциала донорно-акцепторных пар.

Исходя из того, что 4H-SiC, как и описанный выше Ge:As [5], представляет собой компенсированный полупроводник с относительно свободными спинами, обсудим, какие центры ответственны за релаксацию спина в этом материале. Потенциальная энергия центра релаксации может быть записана в виде

$$E_P = e^2 / \epsilon r^n, \tag{1}$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, e — элементарный заряд, показатель степени n характеризует потенциал центра.

Значение n может быть определено в предположении того, что поперечное сечение взаимодействия $\sigma = \pi r^2$ обрезается на расстоянии r от центра релаксации, на котором потенциальная энергия E_P сравнивается с кинетической энергией носителя

$$E_K = kT. \tag{2}$$

Приравнявая (1) и (2), получаем для r

$$r = (e^2 / \epsilon kT)^{1/n} \propto T^{-1/n}. \tag{3}$$

Отсюда

$$\sigma = \pi r^2 \propto T^{-2/n}. \tag{4}$$

Если спин-решеточная релаксация определяется рассеянием свободных электронов притягивающими заряженными центрами с концентрацией N_+ , то, принимая во внимание (4) и тот факт, что скорость электрона $v \propto T^{1/2}$, получаем

$$T_2 = (\sigma v N_+)^{-1} \propto T^{2/n - 1/2}. \tag{5}$$

Приравнявая показатель степени при T к экспериментальному значению α , получаем соотношение

$$2/n - 1/2 = \alpha; \quad n = 4 / (2\alpha + 1). \tag{6}$$

Как видно из рис. 2, для образцов со свободными спинами α имеет различные значения при различных

температурах и концентрациях примесей. Для самого сильно легированного образца 16 при низких температурах $\alpha = 0.6$, а при более высоких $\alpha \approx 0$. Менее легированный образец 14 имеет $\alpha = -0.1$, а для еще слабее легированных образцов $\alpha \approx -0.5$. Этим значениям соответствуют следующие показатели степени пространственного распределения потенциала: для образца 16 при низких температурах $n = 1.8$; при более высоких $n = 4$. Для образца 14 $n = 5$, а для образцов 3, 6 и 10 $n \rightarrow \infty$. Во всех образцах, как вытекает из рассмотрения характера спектров ЭПР [1], спины могут относительно свободно перемещаться по образцу.

Отсюда следует, что в образцах, относительно слабо легированных, но в которых уже существуют движущиеся спины, спин-решеточная релаксация происходит на почти нейтральных центрах, обладающих короткодействующим потенциалом. В качестве таких центров могут выступать внутренние напряжения и дислокации, флуктуации нейтральных примесей и другие образования. По мере увеличения концентрации примесных центров и уменьшения времени спин-решеточной релаксации она начинает происходить на все более мелких образованиях, несущих некоторый заряд. В образце 14 процесс происходит, по-видимому, на кластерах, состоящих из близко расположенных доноров и акцепторов, дающих эффективный показатель степени $n = 5$. В самом сильно легированном образце 16 при высоких температурах релаксация происходит на квадрупольном потенциале, т. е. на кластерах, содержащих по 2 заряженных донора и 2 заряженных акцептора, а при более низкой температуре — на диполях, состоящих из донорно-акцепторных пар.

Такая концентрационная зависимость времени спин-решеточной релаксации связана, по-видимому, с тем, что при более низкой примесной концентрации заряженные кластеры образуются довольно редко, и релаксация спинов происходит на почти нейтральных образованиях технологической природы. По мере увеличения концентрации примесей релаксация спинов на заряженных кластерах начинает конкурировать с указанным механизмом, а затем доминировать.

Заметим, что, согласно [1], кроме уширяющейся с ростом концентрации примесей линии I от свободных или слабо локализованных спинов, в образце присутствуют и три других линии от спинов в других состояниях, время спин-решеточной релаксации которых не зависит от температуры. Для линии II $T_2 \approx 10^{-7}$ с, для линии III $T_2 \approx 2.8 \cdot 10^{-8}$ с и для линии IV $T_2 \approx 2.1 \cdot 10^{-8}$ с.

3. Искажения формы линии дайсоновского типа

Мерой искажения линии (параметром асимметрии) в том случае, когда она имеет дайсоновскую форму, является отношение амплитуды слабополевого крыла линии A к амплитуде его сильнополевого крыла B (рис. 3) [2–4]. Для симметричных линий обе амплитуды

одинаковы и $A/B = 1$. По мере увеличения проводимости это отношение увеличивается. Однако для исследованных образцов зависимость отношения A/B от концентрации примесей оказывается настолько неоднозначной, что представлять ее в виде кривой представляется неинформативным. Из сопоставления этих отношений для различных концентраций примесей при температуре 3.2 К можно только заметить, что по мере увеличения концентрации отношение A/B растет от 1 до 3, хотя для некоторых образцов это отношение гораздо больше. Наибольшее наблюдаемое на исследованных образцах отношение достигало 7.

Более информативными оказываются температурные зависимости отношения A/B . Они представлены на рис. 4. Для самых слабо легированных образцов это отношение не зависело от температуры до тех пор, пока проводимость образца не становилась настолько высокой, что скин-слой оказывался меньше толщины образца (кривая 1, образец 5). Дальнейшее увеличение температуры и концентрации примесей приводило к увеличению отношения, причем это увеличение было тем сильнее, чем больше концентрация (см. кривые 1, образцы 5 и 2, образец 11). Однако при достижении критической для перехода ИМ концентрации примесей (около 10^{19} см $^{-3}$) отношение A/B практически переставало зависеть от температуры (кривая 3, образец 13), а

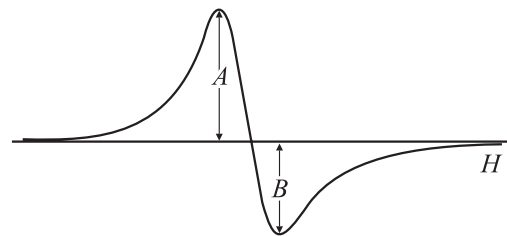


Рис. 3. Форма ЭПР линии азота, искаженная скин-эффектом (образец 11, $N_D - N_A = 9.3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$); A и B — амплитуды низко- и высокополевого крыльев производной линии поглощения.

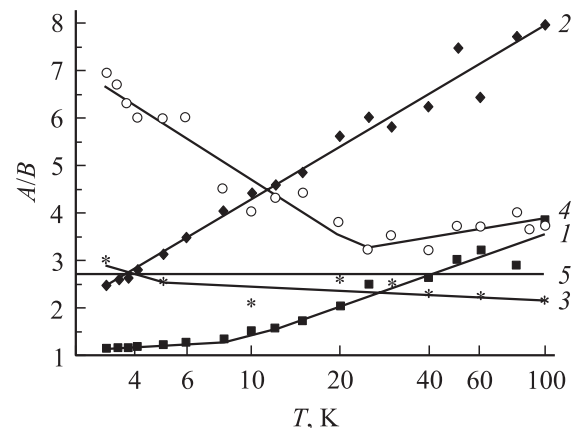


Рис. 4. Температурные зависимости параметра асимметрии A/B ЭПР линии азота в 4H-SiC; $N_D - N_A$, 10^{18} см $^{-3}$: 1 — 7.2, 2 — 9.3, 3 — 10, 4 — 11, 5 — расчет по теории Дайсона для $T_2 \ll \tau_D$.

дальнейшее увеличение концентрации в области низких температур приводило к уменьшению этого соотношения с ростом температуры (кривая 4, образец 14).

Следует отметить, что теория Дайсона предсказывает минимальное значение $A/B = 2.7$, когда время диффузии через скин-слой много больше времени спин-решеточной релаксации (зависимость 5).

4. Действие внутренних полей на спектры ЭПР

Теория Дайсона связывает искажение линии ЭПР с отношением времени диффузии спина через скин-слой τ_D к времени спин-решеточной релаксации T_2 . Эта связь достаточно сложна, но однозначна. В [3,4] она выражена в виде номограмм. Эта связь хорошо оправдывается для металлов, в которых эти две величины одного порядка. В то же время для полупроводников, содержащих свободные носители заряда, из-за их относительно высокого сопротивления скин-слой имеет гораздо большую глубину, и время диффузии через него на много порядков превышает время спин-решеточной релаксации. В этом случае отношение $A/B = 2.7$ и не должно изменяться ни с температурой, ни с концентрацией примесей.

Однако, как показывает эксперимент (рис. 4), отношение A/B изменяется и с температурой, и с концентрацией примесей. Аналогичные изменения наблюдались и для ЭПР в сильно легированном Ge [5]. Для относительно слабо легированных образцов в 4H-SiC отношение A/B увеличивается с температурой, причем при низких температурах рост медленный, а при более высоких температурах он становится близким к экспоненциальному (кривая 1, образец 5). При увеличении концентрации примеси излом кривой происходит при все более низкой температуре, и в образце 11 наклон отношения A/B описывается единой экспоненциальной зависимостью во всем температурном интервале. В образце 13 зависимость становится качественно иной. При низких температурах наблюдается небольшой спад, а затем A/B практически перестает зависеть от температуры. В наиболее легированном из приведенных на рис. 4 образце 14 этот спад выражен гораздо более отчетливо. При высоких температурах он сменяется слабым ростом.

Количественно эти зависимости также не совпадают с теорией Дайсона, разработанной для металлов, в которых уровень Ферми находится высоко в зоне проводимости, и на спин не оказывают никакого влияния флуктуации потенциала дна зоны проводимости. В работе [5] на примере компенсированного Ge показано, что в легированном полупроводнике именно эти флуктуации играют основную роль в искажении резонансной линии. Теория Дайсона основана на том, что спин способен диффундировать через скин-слой и с частотой порядка $1/\tau_D$ оказывается в той области образца, в которой поле отсутствует. Таким образом, действующее на спин внешнее электромагнитное поле оказывается модулированным с частотой $1/\tau_D$, что и приводит к искажению

резонансной линии. На свободные спины в полупроводнике также действует дополнительное поле, но это поле возникает из-за наличия флуктуаций дна зоны проводимости [6]. В этом случае τ_D должно обозначать не время диффузии через скин-слой, а время диффузии на расстояние порядка размера флуктуации потенциала дна зоны проводимости. Исходя из этого предположения рассмотрим концентрационные и температурные зависимости отношения A/B .

Для относительно слабо легированных образцов (5 и 11) рост отношения A/B связан с увеличением проводимости образца. Чем меньше концентрация примесей, тем при более высокой температуре начинается рост A/B . Здесь важным является условие $\delta < l$, где δ — глубина скин-слоя, l — поперечный размер образца. Иначе внешнее электромагнитное поле будет однородным по всему образцу. По Дайсону, теория начинает работать уже при $\delta < 4l$. При этом в формулы, определяющие искажения линии, это соотношение не входит. Оно определяет только применимость формул.

С ростом температуры скин-слой становится все уже, и соотношение A/B увеличивается от 1 до некоторого значения, определяемого отношением между τ_D и T_2 . Исследование искажения линии в компенсированном Ge [5] показало, что в этом материале при высоких температурах отношение A/B близко к 2.7, что свидетельствует о малости амплитуды флуктуаций потенциала дна зоны проводимости. При высоких температурах в Ge спин уже не взаимодействует с ними. В то же время в 4H-SiC с ростом температуры это отношение достигает гораздо больших значений в соответствии с наличием в этих образцах больших флуктуаций потенциала, по видимому, технологического происхождения. Эти флуктуации играют основную роль в искажении линии ЭПР вплоть до 100 К.

Для наиболее легированных образцов 13 и 14 температурная зависимость A/B качественно иная. С ростом температуры это отношение падает. Возможно, что в этих образцах зависимость проводимости от температуры имеет металлический характер. Именно такая зависимость A/B наблюдалась в компенсированном Ge в металлическом состоянии [5]. В таких образцах рост отношения A/B при уменьшении температуры объясняется тем, что спины при уменьшении энергии начинают взаимодействовать со все более мелкими флуктуациями. Для преодоления такой неоднородности требуется меньше времени, что и приводит к уменьшению отношения τ_D/T_2 и соответственно к увеличению отношения A/B .

Таким образом, характер температурных зависимостей A/B позволяет довольно точно определить критическую концентрацию в 4H-SiC. Из рис. 4 следует, что образец 11 ($9.33 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) еще показывает рост проводимости с температурой, т.е. изоляторное поведение (кривая 2), а образец 13 ($1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) демонстрирует уже характерное для металла слабое убывание отношения A/B , что соответствует отсутствию роста проводимости с температурой. Отсюда можно предположить, что его концентрация близка к критической для перехода ИМ в 4H-SiC и, возможно, что $n_C \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

5. ЭПР и фазовый переход ИМ в 4H-SiC

После обсуждения основных параметров резонансных линий и их изменения в области фазового перехода ИМ рассмотрим связь выявленных для них в первой и второй частях характерных концентраций (концентрация исчезновения сверхтонкой структуры — N_{ex} ; концентрация максимальной спиновой плотности — N_{max} ; концентрация антиферромагнитного спаривания — N_{pair} ; концентрация смены знака температурного коэффициента дайсоновского искажения линии — N_{DT} ; концентрация возникновения новых линий — N_M) с критической концентрацией N_c фазового перехода ИМ, продвигаясь от слабого легирования к сильному.

Начнем с первой из них N_{ex} , при которой происходит исчезновение сверхтонкой структуры. Как известно [7], оно происходит, когда обменная энергия сравнивается с энергией сверхтонкого взаимодействия. Физически это значит, что примесные атомы начинают обмениваться своими спинами с частотой, превышающей частоту, соответствующую энергии сверхтонкого взаимодействия. Такой обмен можно рассматривать так же как диффузию спина по примесным центрам. При этом внутреннее магнитное поле усредняется, и резонансная частота соответствует усредненному магнитному полю. На рис. 2 из [1] показано, что в 4H-SiC процесс исчезновения становится заметным уже при концентрации азота N порядка 10^{17} см^{-3} и завершается при $N \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эта концентрация примерно на порядок меньше, чем в политипе 6H с более глубокой примесью азота, где исчезновение сверхтонкого взаимодействия завершается при $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а переход ИМ — при концентрации $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Заметим, что исчезновение сверхтонкого расщепления происходит при уровнях легирования, соответствующих уже заметной прыжковой проводимости, определяемой интегралом перекрытия примесных состояний основных примесей.

Следующая важная определенная нами концентрация — это максимальная проявляемая в ЭПР спиновая плотность. Для 4H-SiC — $N_{max} = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [1].

При дальнейшем увеличении концентрации азота спиновая плотность начинает быстро уменьшаться за счет антиферромагнитного спаривания. В разд. 3.3 [1] было оценено номинальное расстояние между примесными центрами, с которого начинается такое спаривание: $R_0 = 5.1 \cdot 10^{-7} \text{ см}$. Соответствующая концентрация $N_{pair} = 1/R_0^3 = 7.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и, естественно, оказывается близкой к указанной выше максимальной плотности спинов. При такой концентрации и нулевой температуре неспаренные спины, регистрируемые с помощью ЭПР, должны были бы полностью исчезнуть, если расстояния между ними были бы одинаковыми. Однако из-за случайного распределения примесей сигнал ЭПР сохраняется и при более высокой концентрации, быстро уменьшаясь по величине с ее ростом.

Спаривание можно представить как фазовый переход из парамагнитной фазы в антиферромагнитную („спи-

новое стекло“). Таким образом, фазовый переход ИМ в 4H-SiC:N при дальнейшем увеличении концентрации примесей происходит из фазы антиферромагнитного изолятора.

Следующая характерная концентрация примесей N_{DT} проявляется на зависимости характера искажения линии от температуры (рис. 4). Из него видно, что при концентрации $N_{DT} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ изменяется знак температурного коэффициента отношения A/B , характеризующего дайсоновское искажение формы линии (рис. 3). Возможно, что изменение этого знака отражает качественное изменение температурных зависимостей сопротивления образцов при движении к фазовому переходу ИМ со стороны изолятора: с экспоненциальных вдали от перехода на степенные вблизи от него. Именно такое поведение характерно для фазового перехода ИМ в легированных полупроводниках [5]. Приблизительно при этой же концентрации нескомпенсированных примесных центров наблюдается минимум добротности резонатора (рис. 1, [1]), обусловленный противоположным влиянием на добротность проводимости и появлением при высоких уровнях легирования скин-слоя.

При концентрации $N_M = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ появляются новые линии ЭПР в сильных магнитных полях (III и IV). Отличие этих линий от линий I и II позволяет предположить, что по крайней мере одна из них (III) принадлежит свободным спинам, которые перемещаются в зоне проводимости или в верхней зоне Хаббарда [8].

Таким образом, в области фазового перехода ИМ с точки зрения спиновых свойств наблюдается целый ряд характерных концентраций, которые определяются величиной обменного взаимодействия. С другой стороны, это взаимодействие связано с интегралом перекрытия, который определяет точку фазового перехода ИМ. Чтобы определить ее для исследуемой системы 4H-SiC:N, были измерены температурные зависимости сопротивления для нескольких образцов (4,7,9 и 14) и результаты обработаны в соответствии с методикой, предложенной в [9]. Оказалось, что для 4H-SiC $n_c \approx 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Отсюда следует, что наиболее характерным признаком возникновения металлической фазы в 4H-SiC служит появление дополнительных линий в спектре ЭПР в более сильных магнитных полях. Остальные характерные для спиновых свойств концентрации проявляются, когда материал находится еще в изоляторном состоянии, и связаны с особенностями свойств спиновой системы в области легирования, которые соответствуют прыжковой проводимости.

Исходя из критической концентрации n_c можно оценить выполнение критерия Мотта для фазового перехода ИМ [8] в 4H-SiC:N. Этот критерий имеет вид $n_c^{1/3} \cdot r_B \approx 0.25$, где r_B — радиус Бора для этого материала. Используя значение эффективной массы и диэлектрической проницаемости из [1], получаем для радиуса Бора $r_B = 7.3-9.3 \text{ \AA}$, что дает для критерия Мотта значение 0.23–0.18. Для существующей в настоящее время точности определения параметров 4H-SiC:N такую

точность выполнения критерия Мотта можно считать достаточно хорошей и, следовательно, определенное из электрических измерений значение критической концентрации достаточно точным.

Остановимся на вопросе объяснения уменьшения концентрации парамагнитных центров при приближении к фазовому переходу ИМ. Выше в качестве такого объяснения фигурировало образование антиферромагнитного спинового стекла. В нем каждый электрон находится около своего атома, т. е. они пространственно разнесены, и их антипараллельное связывание в пары или кластеры происходит за счет обменного взаимодействия. В этом случае в образце, как во всяком антиферромагнетике, возникают локальные магнитные поля, которые могут быть ответственными за антиферромагнитный сдвиг резонансных линий. Альтернативное объяснение уменьшения концентрации парамагнитных центров основано на представлении о перекрытии нижней и верхней зон Хаббарда (D^0 - и D^- -центры). Перекрытие означает, что вся система мелких примесей разбивается на три подсистемы: нейтральные парамагнитные D^0 -центры, отрицательно и положительно заряженные D^- - и D^+ -центры. При этом входящая в D^- -центр пара электронов локализована на одном центре и не создает локальных магнитных полей.

Однако кажется маловероятным такое сильное перекрытие зон Хаббарда в изоляторном состоянии далеко от перехода, которое наблюдается на опыте. В этом случае уменьшение концентрации парамагнитных центров скорее всего определяется именно возникновением фазы антиферромагнитного спинового стекла.

6. Заключение

1. Спиновая релаксация в изоляторной фазе происходит на кластерах, содержащих заряженные донорные и акцепторные примеси (мультиполях). По мере увеличения концентрации примесей порядок мультиполярности кластеров уменьшается, так что вблизи фазового перехода ИМ спиновая релаксация происходит на донорно-акцепторных парах.

2. По мере приближения к фазовому переходу ИМ увеличивается скорость релаксации локализованных спинов. Она увеличивается также с ростом температуры. В то же время скорость релаксации свободных спинов в металлической фазе не зависит от концентрации примесей и от температуры.

3. Температурная зависимость сопротивления образцов показывает, что фазовый переход ИМ происходит при критической концентрации азота около $1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. С этой концентрацией практически совпадает концентрационное гашение линии I и возникновение линий II и III, что указывает на перестройку спиновой системы вблизи критической точки, которая выражается в переходе от парамагнетизма Кюри к парамагнетизму Паули.

Авторы выражают благодарность М.В. Алексеенко за характеризацию образцов, С.В. Егорову за определение критической концентрации фазового перехода ИМ; участникам семинара Лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках ФТИ им. А.Ф. Иоффе за участие в обсуждении результатов; Российскому фонду фундаментальных исследований (проект № 00-02-17813), Фонду Президента РФ (проект НШ 223.2003.02), Президиуму РАН (программы фундаментальных исследований „Низкоразмерные квантовые структуры“ и „Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника“), Министерству науки и технологии (программы „Квантовая макрофизика“ и „Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах“) за финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Е.Н. Мохов. ФТП, **37**, 874 (2003).
- [2] F.J. Dyson. Phys. Rev., **98**, 349 (1955).
- [3] G. Feher, A.F. Kip. Phys. Rev., **98**, 337 (1955).
- [4] C.P. Poole. *Electron Spin resonance* (J. Wiley & Sons, N.Y.-London-Sydney, 1967; М., Мир, 1970).
- [5] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. ФТП, **34**, 46 (2000).
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [7] А.И. Вейнгер. ФТП, **1**, 20 (1967).
- [8] N.F. Mott. *Metal-Insulator Transitions* (Taylor & Francis, London, 1974; М., Наука, 1979).
- [9] А.Г. Забродский, К.Н. Зиновьева. ЖЭТФ, **86**, 727 (1984).

Редактор Л.В. Беляков

Peculiarities of the electron spin resonance in an *n*-type 4H-SiC : N in the insulator-metal transition region. II. The width and form line analysis

A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, E.N. Mokhov

Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The width and form variation of the nitrogen ESR line in 4H-SiC were investigated in the concentration range near the insulator-metal phase transition. It has been shown that spin relaxation in the hopping and metallic conductivity was brought up by charged clusters. The dimensions of these clusters had been decreasing to the donor-acceptor couples as the impurities concentration grew. The temperature dependencies analysis of the resistance made it possible to estimate the critical concentration for the phase transition insulator-metal $(N_D - N_A)_c \approx 1.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The values of critical concentrations for other electron interaction effects within this concentration range were presented too.