

Электронный парамагнитный резонанс в области перехода металл–изолятор в компенсированном n -Ge : As

© А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек

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

(Получена 25 июня 1999 г. Принята к печати 28 июня 1999 г.)

Исследован электронный парамагнитный резонанс в компенсированном n -Ge:As в области перехода металл–изолятор. Обнаружено, что сигнал при 10 ГГц наблюдается с обеих сторон перехода при температурах до 100 К. В образцах с металлическим характером проводимости спектр электронного парамагнитного резонанса представляет собой одиночную линию дайсоновской формы, параметры которой изменяются с температурой. В образцах на изоляторной стороне перехода с понижением температуры дайсоновская линия превращается в лоренцову, которая ниже 4.1 К расщепляется на нормальную и аномальную (в виде ступеньки в поле, возрастающей при уменьшении температуры). В настоящее время этот эффект не находит своего удовлетворительного объяснения. Наблюдаются два механизма спиновой релаксации: на донорно-акцепторных парах и на фононах. В "металлических" образцах проявляется парамагнетизм Паули, а в "изоляторных" — парамагнетизм Кюри.

1. Введение

К настоящему времени магнитные свойства легированных полупроводников на изоляторной стороне перехода металл–изолятор (МИ) и в области самого перехода изучены гораздо слабее по сравнению с электрическими. По существу представляется (см., например, [1]) по мере увеличения уровня легирования электронного полупроводника парамагнетизм изолированных доноров должен сменяться антиферромагнетизмом взаимодействующих электронов, который в свою очередь при переходе полупроводника в металлическое состояние должен переходить в парамагнетизм Паули.

Первое утверждение подтверждается измерениями электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) на ряде электронных полупроводников Si [2], Ge [3] и SiC [4]. Согласно им при увеличении концентрации доноров задолго до перехода МИ спектр ЭПР от изолированных атомов, представляющий собой набор линий, число которых $2S + 1$ соответствует спину S ядра донорного атома, превращается в спектр ЭПР взаимодействующих атомов, который имеет вид одиночной обменно-суженной линии. При дальнейшем увеличении концентрации доноров в изоляторном состоянии в ряде полупроводников Si:P [5–8], Si:As [5] было обнаружено, что концентрация спинов, участвующих в ЭПР-поглощении, насыщается, а в SiC:N [9,10] даже уменьшается. Это объясняется антиферромагнитным взаимодействием локализованных спинов. Одновременно, согласно [9], вместо обменного сужения линии наблюдается ее уширение. Все это происходит на фоне увеличения проводимости образцов при низких температурах, связанного с постепенным ослаблением локализации по мере приближения к переходу МИ. Исследование ЭПР при прохождении через точку перехода МИ в металлическое состояние в Si [11,12] показало, что в критической области перехода заметно ослабляется температурная зависимость сигнала, чего и следует ожидать при переходе от парамагнетизма Кюри к парамагнетизму Паули.

По сравнению с наиболее хорошо изученным на предмет ЭПР кремнием германий представляет собой существенно более трудный для исследования объект. Связано это прежде всего с тем, что спины в нем гораздо сильнее взаимодействуют с решеткой, и линии ЭПР оказываются приблизительно на порядок шире, чем в Si, что затрудняет изучение ЭПР. Так, в работах [13,14] сигнал ЭПР в Ge даже не был обнаружен вблизи перехода МИ. На слабо компенсированном Ge:As [15] в области перехода МИ наблюдался сигнал ЭПР на частоте 63.2 МГц, ослабевавший при смещении в сверхнизкие температуры и возрастающий в условиях одноосного сжатия.

Нами было обнаружено [16], что эффект ЭПР поглощения отчетливо наблюдается и в стандартных условиях на образцах Ge:As природного изотопного состава на обеих сторонах перехода МИ, вызванного введением компенсирующей примеси Ga. Описанию и исследованию этого эффекта, а также изучению его связи с другими свойствами электронного германия вблизи перехода МИ и посвящена настоящая работа.

2. Методика и результаты измерений

Изучение эффекта ЭПР проводилось с использованием ЭПР-спектрометра E-112 фирмы "Varian" на частоте около 10 ГГц с криостатом ESR-9 фирмы "Oxford Instruments". Это позволяло производить измерения в широком диапазоне температур от 3 К до комнатной. Стандартная точность установки температуры в криостате ESR-9 составляет около 0.1 К. Однако конструктивно конец термпары и образец находятся в разных точках криостата, поэтому при изменении температуры и потока газообразного гелия в принципе могла бы возникнуть и изменяться разность температур между концом термпары, расположенным ближе к источнику холодного гелия, и образцом, расположенным дальше от него. Это потребовало специальных исследований возникающей погрешности измерений температуры. Ниже 4.2 К, как показала калибровка термометра по реперным

Параметры исследованных образцов компенсированного Ge:As

№ образца	n , 10^{17} см^{-3}	N_D , 10^{17} см^{-3}	N_A , 10^{17} см^{-3}	$K = N_A/N_D$
1	5.75	5.75	0	0
2	4.5	6.28	1.78	0.28
3	4.15	6.43	2.28	0.35
4	3.85	6.56	2.71	0.41
5	3.3	6.80	3.50	0.51
6	0.7	7.90	7.21	0.91

точкам сверхпроводящих переходов олова и индия, соответствие температур в области термопары и образца поддерживается с точностью до 0.005 К, и она может быть измерена по давлению паров гелия в криостате [17]. Измерения с помощью дополнительной термопары, которая помещалась вместо образца, показали также, что и выше 30 К погрешность измерений незначительна. Наибольшая погрешность, как оказалось, имеет место в диапазоне 4 ÷ 30 К, где она минимизировалась оптимальным подбором потока гелия через криостат [18].

Исследования ЭПР велись на серии образцов n -Ge:As, дозированно компенсированного акцепторной примесью Ge, исходным материалом для получения которой служил слиток "металлического" n -Ge:As с электронной концентрацией (концентрацией мышьяка), равной $5.75 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Для дозированного уменьшения электронной концентрации образцы компенсировались акцепторной примесью Ga, вводимой в ходе нейтронного легирования.¹ Достоинство этой методики состоит в том, что распределение трансмутационных доноров и акцепторов в пространстве оказывается никак не коррелированным (случайным). Были исследованы образцы с концентрацией электронов от $n = 5.75 \cdot 10^{17}$ до $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Их параметры представлены в таблице. Зависимости удельного сопротивления от температуры для пяти типичных образцов Ge:As представлены на рис. 1, воспроизведенном из работы [19]. Видно, что четыре из них имеют металлический характер зависимости проводимости от температуры, а пятый, наиболее компенсированный, — изоляторный. Шестой образец, в котором изучался ЭПР, был еще сильнее компенсирован по сравнению с пятым ($n = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). При низких температурах $T < 10 \text{ К}$ на "изоляторных" образцах наблюдается режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по состояниям кулоновской щели [19,20]. Щель схлопывается при переходе МИ [19,20]. При высоких температурах $T > 50 \text{ К}$ перенос заряда осуществляется свободными электронами на пороге подвижности [20].

¹ В процессе нейтронного легирования германия в результате трансмутации изотопов ^{70}Ge и ^{74}Ge в него вводятся акцепторные (Ga) и донорные (As) примеси в соотношении примерно 3:1, а также небольшое количество глубоких двухзарядных доноров Se, возникающих из изотопа ^{76}Ge . Методика изготовления серий образцов Ge:As для исследования перехода МИ детально описана в работах [19,20].

Образцы для измерения ЭПР имели форму параллелепипедов и толщину (наименьший размер) около 1 мм, несколько различаясь по остальным размерам. ЭПР наблюдался нами на обеих сторонах перехода МИ на всех образцах. Наибольшая интенсивность спектра имела место для исходного образца 1. На рис. 2 представлена линия ЭПР для этого образца при $T = 3.2 \text{ К}$. Видно, что линия имеет несимметричную форму (форму Дайсона [21]): ее левое крыло более сжато по сравнению с правым и характеризуется существенно большей производной сигнала поглощения ($A > B$ на рис. 2). При этом сигнал производной воспроизводит только наиболее интенсивную часть линии ЭПР (ее положительную часть). По этой причине поле H_0 , которое определяет положение центра неискаженной линии, находится не в точке, где $dP/dH = 0$, а приблизительно на полувысоте положительной части производной [22]. По этой же

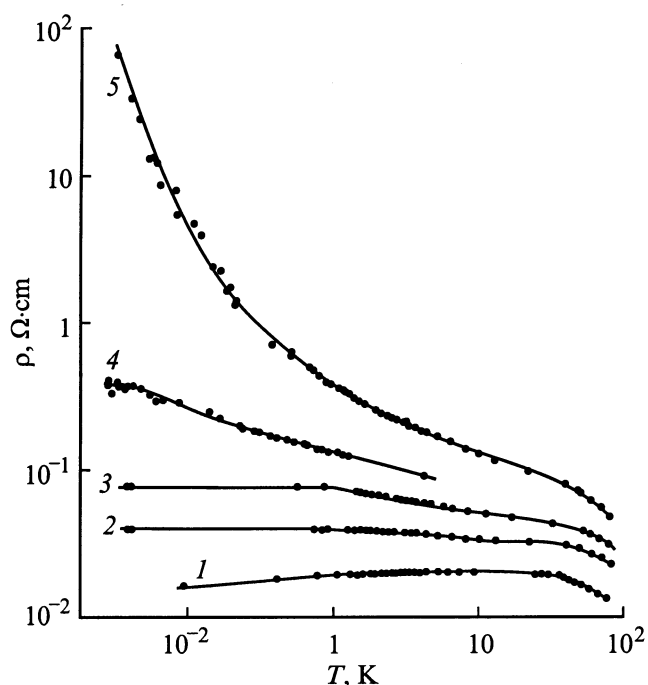


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления n -Ge:As от температуры в области перехода МИ. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице,

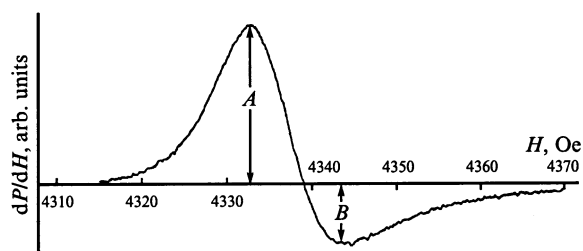


Рис. 2. Производная линии ЭПР (dP/dH) для некомпенсированного металлического образца 1 при $T = 3.2 \text{ К}$. Стрелками A и B показаны параметры дайсоновской формы линии.

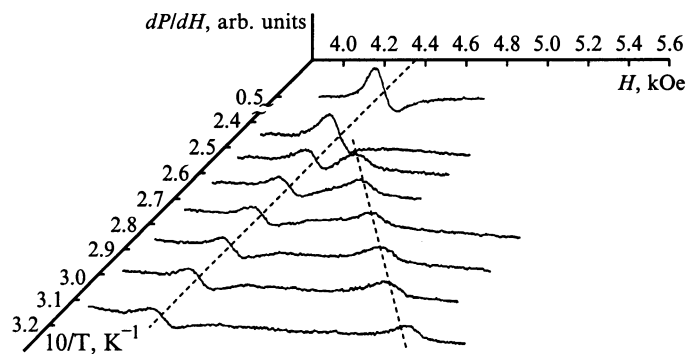


Рис. 3. Спектры ЭПР для компенсированного изоляторного образца 5 в зависимости от обратной температуры; вертикальный масштаб для линии при 20 К уменьшен в 2.5 раза.

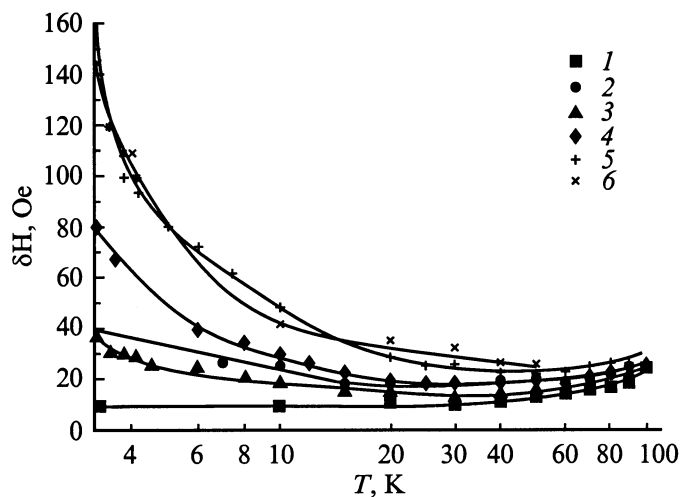


Рис. 4. Температурная зависимость полуширины производной линии ЭПР (δH) для исследованных образцов Ge:As. Номера значков соответствуют номерам образцов в таблице.

причине ширина линии в данном случае определяется не между экстремумами производной, а удвоением измеренной ширины на полувысоте положительной ее части. Форма Дайсона, как известно, характерна для случая, когда глубина скин-слоя δ много меньше толщины образца [21]. Действительно, сделанная по данным рис. 1 оценка глубины скин-слоя приводит к величине $\delta \approx 0.07$ мм, много меньшей наименьшего размера (толщины) образцов.

В образцах на металлической стороне перехода МИ ("металлических" образцах) изменение положения линии ЭПР с температурой практически не было заметно. Однако в образцах на изоляторной стороне перехода МИ ("изоляторных" образцах) при температурах ниже 4.1 К мы обнаружили,² что спектр ЭПР расщепляется на нормальную и аномальную линии (рис. 3). Последняя характеризуется только положительной производной $dP/dH > 0$, т. е. $P(H)$ имеет вид ступеньки и с уменьшением температуры быстро смещается в область сильных

² Температуры $T < 4.1$ К для этих образцов соответствуют режиму прыжков с переменной длиной по состояниям кулоновской щели [19,20].

полей. Заметим также, что сигнал ЭПР в исследованных образцах наблюдался на фоне медленно изменяющейся производной СВЧ поглощения за счет эффекта магнетосопротивления.

Изменение полуширины линии с температурой для всех исследованных образцов представлено на рис. 4. Оно сильно зависит от содержания компенсирующих примесей. Так, в некомпенсированном образце 1 ширина линии довольно медленно, но все же увеличивается с температурой. В то же время при наличии даже небольшой компенсации в металлических образцах с ростом температуры ширина линии сначала уменьшается, и только с температур 30 ÷ 50 К она начинает увеличиваться, приближаясь при высоких температурах к зависимости, наблюдаемой для некомпенсированного образца. При низких температурах, как видно, линия практически монотонно уширяется под воздействием компенсации, причем для наиболее компенсированных образцов 5 и 6 это уширение достигает примерно 20 раз. Обращаем внимание на то, что экспериментально нам впервые удалось проследить за изменением сигнала ЭПР в Ge вплоть до 100 К.

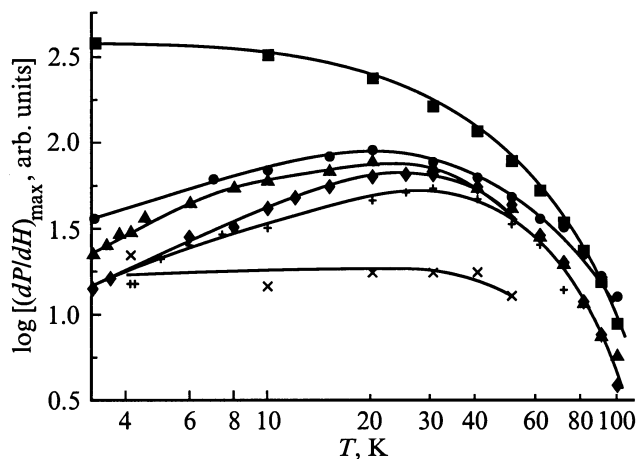


Рис. 5. Температурная зависимость амплитуды положительной части производной линии ЭПР для исследованных образцов Ge:As; обозначения экспериментальных данных такие же, как и на рис. 4.

Поведение максимума положительной части производной A при изменении температуры представлено на рис. 5. Оказалось, что и здесь существенно различается поведение некомпенсированных и компенсированных образцов. Если в первом случае амплитуда уменьшается с ростом температуры во всем интервале ее изменения, то во втором случае это имеет место лишь для высоких температур, в то время как для низких — амплитуда производной растет. При этом в области низких температур введение сравнительно невысоких концентраций компенсирующей примеси сильно уменьшает величину производной dP/dH .

3. Анализ и обсуждение результатов эксперимента

Остановимся последовательно на сформулированных выше основных закономерностях поведения параметров линии ЭПР и их связи с физическими процессами в области перехода МИ.

3.1. Анализ ширины линии ЭПР

Начнем с анализа концентрационных и температурных зависимостей ширины линии δH . Ширина линии непосредственно связана со временем спиновой релаксации T_2 следующим соотношением:

$$T_2 = h / (g\mu_B \delta H), \quad (1)$$

где μ_B — магнетон Бора, g — электронный g -фактор, h — постоянная Планка.

По температурной зависимости ширины линии ЭПР (или времени T_2) мы можем судить о механизме взаимодействия спиновой системы с решеткой. Так, в слабо

легированном Si [23,24] время спин-решеточной релаксации очень велико, но быстро уменьшается при повышении температуры, что соответствует прямому спин-фононному взаимодействию. Это время также уменьшается при появлении свободных электронов в результате освещения или при высоких уровнях легирования, соответствующих переходу изолятор–металл, что указывает на эффективность передачи энергии от спиновой системы к решетке через свободные электроны. Этот процесс ускоряется при включении взаимодействия свободных или слабо связанных электронов с заряженными примесными центрами, возникающего при введении компенсирующих примесей.

Во всех исследованных образцах, как следует из рис. 4, время релаксации уменьшается с температурой гораздо медленнее, чем это описано в литературе для слабо легированного Ge [3]. В компенсированных образцах в области низких температур время релаксации увеличивается с ростом температуры, и тем сильнее, чем выше компенсация. Эту область естественно связать с релаксацией спинов на заряженных примесях. Такие механизмы до сих пор не изучены, хотя в работах [22–24] подчеркивалось, что они должны быть основными при высоких концентрациях носителей заряда в полупроводниках.

Перейдем к количественному анализу зависимостей на рис. 4. Оказывается, что соответствующие кривые для времени T_2 удовлетворительно спрямляются в двойном логарифмическом масштабе, т.е. имеют степенной характер³ (см. рис. 6) как при низких температурах, так и при высоких. Низкотемпературный участок оказывается наиболее четко выраженным в сильно компенсированном образце 5, а высокотемпературный — в специально некомпенсированном исходном образце 1. Интересно, что компенсация по-разному влияет на наклон кривых при низких и высоких температурах, увеличивая его в первом случае и уменьшая во втором. Для обеих областей можем записать:

$$T_2 \sim T^\alpha, \quad (2)$$

где $\alpha = 0.48–0.79$ для низкотемпературного участка и $\alpha = -(0.45–0.7)$ для высокотемпературного.

Увеличение времени релаксации с температурой говорит о том, что релаксация происходит на заряженных притягивающих центрах, т.е. на донорах, электроны которых захвачены акцепторами, или на более сложных образованиях, например, включающих еще и ближайший отрицательно заряженный акцептор. Как известно [25], в процессах, которые определяются взаимодействием частицы с притягивающим центром, наблюдаемая температурная зависимость взаимодействия позволяет определить пространственный ход потенциала. Воспользуемся этой идеей для дальнейших оценок.

³ Для образцов 2 и 6 зависимости практически совпадают с зависимостями для образцов 3 и 5 соответственно.

Запишем потенциальную энергию центра, на котором происходит релаксация, в виде

$$E_p = e^2 / \epsilon r^n, \quad (3)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона, показатель степени n зависит от вида притягивающего потенциала. Его значение найдем, исходя из того, что сечение взаимодействия $\sigma = \pi r^2$ определяется расстоянием от центра r , на котором потенциальная энергия E_p равна кинетической $E_k = kT$. Отсюда получаем

$$\sigma \sim T^{-2/n}. \quad (4)$$

Если время спин-решеточной релаксации T_2 определяется рассеянием свободных электронов на заряженных донорах с концентрацией N_+ , то

$$T_2 = (\sigma v N_+)^{-1} \sim T^{2/n-1/2}, \quad (5)$$

где учтено (4) и тот факт, что тепловая скорость электронов $v \sim T^{1/2}$. Приравнивая показатель степени при T экспериментальному, получаем соотношение

$$2/n - 1/2 = \alpha, \quad (6)$$

из которого для $\alpha = 0.48-0.79$ получаем диапазон значений $n = 2-1.55$. Такие значения показателя степени ближе к потенциалу диполя, чем потенциалу одиночного притягивающего кулоновского центра. Несложно ответить на вопрос о происхождении этих диполей. Действительно, при введении компенсирующих акцепторов в материал n -типа проводимости они захватывают электроны с доноров. Таким образом, все акцепторы с концентрацией N_A оказываются отрицательно заряженными, а равная им концентрация доноров N_D^+ заряжается положительно. Более того, заряженными оказываются именно те доноры, которые находятся вблизи акцепторов. Поэтому можно считать, что они сгруппированы в донорно-акцепторные пары [26]. По-видимому, именно на таких парах с дипольным потенциалом происходит эффективная релаксация возбужденных спинов.

В этом случае наблюдаемое на опыте увеличение показателя степени α в соотношении (2) с увеличением компенсации можно было бы объяснить тем, что для релаксации спина электроны должны подходить к притягивающему центру на расстояние, равное по порядку величины плечу диполя l (расстояние между образующими диполь донором и акцептором), при котором потенциал уже нельзя рассматривать как чисто дипольный. Дальнейшее рассмотрение сечения релаксации спинов показывает, что в релаксации оказываются существенными пары с близко расположенными зарядами, т.е. с малыми l по сравнению со средним расстоянием между зарядами.

Сечение релаксации спинов на заряженных центрах получено для гелиевых температур из формулы (5)

$$\sigma = (T_2 v N_+)^{-1} \simeq 10^{-15} \text{ см}^2, \quad (7)$$

т.е. оно оказывается порядка атомных размеров, если считать, что релаксация происходит на всех донорно-акцепторных парах $N_D^+ = N_A$, которые образуются при

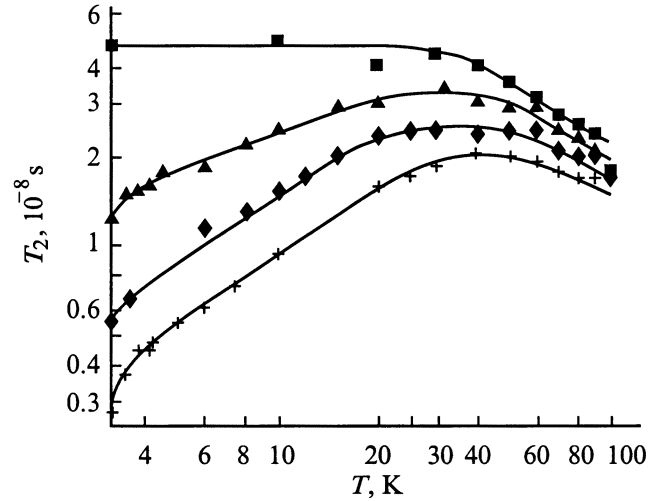


Рис. 6. Температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации T_2 для образцов 1, 3, 4 и 5; обозначения экспериментальных данных такие же, как и на рис. 4.

компенсации. В то же время среднее плечо диполя, образованного акцептором и донором, в нашем случае составляет $l \simeq 10^{-6}$ см. Для того чтобы чувствовать его потенциал как потенциал диполя, электрон должен находиться на расстоянии, большем, чем l от него, т.е. сечение релаксации должно быть не менее 10^{-12} см².

Чтобы лучше согласовать значение σ с величиной, полученной из простых соображений, необходимо предположить, что релаксация спина происходит не на всех донорно-акцепторных парах, а только на наиболее близких, с плечом $l \ll 10^{-6}$ см. Если считать, что это расстояние должно быть порядка 10^{-7} см, то таких пар должно быть много меньше полной концентрации акцепторов. Оценка показывает, что при распределении Пуассона концентрация таких пар на 3 порядка меньше полной концентрации донорно-акцепторных пар (10^{14} и 10^{17} см⁻³ соответственно). При концентрации близких донорно-акцепторных пар такого порядка, подставляя в (8) значения времени T_2 и тепловой скорости, получаем величину $\sigma \simeq 10^{-12}$ см². Таким образом, предположение о том, что спиновая релаксация происходит на близких донорно-акцепторных парах, позволяет получить подходящее значение сечения релаксации.

С ростом компенсации концентрация таких пар должна расти пропорционально квадрату концентрации заряженных центров, поскольку в этом случае концентрация пар пропорциональна произведению концентрации акцепторов на концентрацию заряженных доноров. Соответственно, время спин-решеточной релаксации должно уменьшаться пропорционально квадрату концентрации таких центров. Исходя из этого, рассмотрим концентрационные зависимости времени спин-решеточной релаксации. Из рис. 6 видно, что наклон кривых при низких температурах несколько увеличивается по мере увеличения компенсации. Поэтому при различных температурах зависимость T_2 от N_+ должна иметь разный наклон,

уменьшающийся с ростом температуры. В связи с этим мы представили зависимость T_2 от N_+ в виде

$$T_2 \sim N_+^{-\beta} \quad (8)$$

и определили β при трех температурах. При $T = 4$ К величина β составляет $\beta = 1.61 \pm 0.72$; при 10 К $\beta = 1.2 \pm 0.6$ и при 20 К $\beta = 0.9 \pm 0.5$. Зависимости строились для металлических образцов 2–4 и для близкого к переходу МИ изоляторному образцу 5. Из-за небольшого количества образцов величина β определяется очень неточно, однако видно, что с понижением температуры значение β увеличивается и приближается к 2. Это подтверждает высказанное выше предположение о том, что спин-решеточная релаксация в компенсированном Ge:As при низких температурах происходит на близких донорно-акцепторных парах, концентрация которых существенно меньше полной концентрации акцепторов. Подобный механизм релаксации был предложен в [24] для электронов проводимости в Si. Однако авторы предполагали, что релаксация происходит на парах близко расположенных нейтральных атомов доноров или на таких же парах, но с одним заряженным центром. Как показывают наши эксперименты, скорее всего, наибольшую роль в компенсированных полупроводниках играет потеря спина в поле близких донорно-акцепторных пар. Однако для передачи спина, по-видимому, необходим связанный электрон, которому и передается возбуждение. В качестве такого дополнительного электрона может выступить электрон, локализованный на рядом расположенном доноре (нейтральный центр), или электрон, локализованный на акцепторе донорно-акцепторной пары.

Ниже 4 К в компенсированных образцах наблюдается тенденция к более быстрому уменьшению времени спиновой релаксации при понижении температуры. По-видимому, происходит переход к другому механизму этого процесса. Возможным механизмом в этом случае может быть релаксация при рассеянии на электронах, локализованных на донорах. При этом степень локализации усиливается с понижением температуры. Однако для более определенных выводов необходимо изучение ЭПР при более низких температурах.

При более высоких температурах рассмотренный выше механизм становится неэффективным, поскольку при увеличении температуры носители хуже чувствуют притягивающий кулоновский потенциал. При таких температурах спин-решеточная релаксация определяется другим механизмом, который обеспечивает уменьшение времени релаксации с ростом температуры. По-видимому, основным механизмом релаксации в этой области температур является прямое взаимодействие с фононами, хотя теория такого процесса, развитая для слабо легированного кремния [23,24], дает гораздо более сильную зависимость от температуры. Для окончательного установления механизмов спин-решеточной релаксации свободных спинов необходимы дополнительные экспериментальные исследования и создание теории таких процессов.

3.2. Анализ формы линии

Искажение формы линии ЭПР в металлах было объяснено Дайсоном исходя из того, что электрон, диффундируя в скин-слое, периодически оказывается во внешнем электромагнитном поле различной амплитуды, и поле, действующее на электрон, оказывается модулированным частотой порядка обратного времени диффузии электрона через скин-слой t_D^{-1} [21]. Тогда асимметрия линии определяется тем, как быстро электрон передает спиновое возбуждение решетке по сравнению со временем диффузии через скин-слой, т.е. соотношением между временами T_2 и t_D : при $t_D \ll T_2$ электрон чувствует модуляцию амплитуды электромагнитного поля в полной мере, а при $t_D \gg T_2$ — гораздо слабее. Для полупроводников с вырожденным электронным газом, проводимость которых много меньше проводимости металлов и, следовательно, скин-слой имеет большую глубину, можно ожидать выполнения второго соотношения. Феер и Кип [22], основываясь на результатах Дайсона [21], определили связь между отношением амплитуд крыльев A и B (параметры A и B определены на рис. 2) линии ЭПР или ее производной и отношением времен $(t_D/T_2)^{1/2}$ и изобразили эту связь в виде графиков. Из графиков следует, что для $t_D/T_2 \rightarrow \infty$ отношение параметров A и B составляет $A/B = 2.7$.

На рис. 7 представлены температурные зависимости отношения A/B для тех же четырех образцов, что и на рис. 6. Из рисунка видно, что для некомпенсированного образца это отношение не зависит от температуры и во всем температурном интервале близко к 2.7. Это значит, что при всех исследованных температурах для него $t_D \gg T_2$. Такое соотношение подтверждается численными оценками. Действительно, используя найденное выше значение глубины скин-слоя и оценив величину коэффициента диффузии D из рис. 1 по формулам $\mu = \sigma/en$ и $D = \mu kT/e$ (μ — подвижность, n — концен-

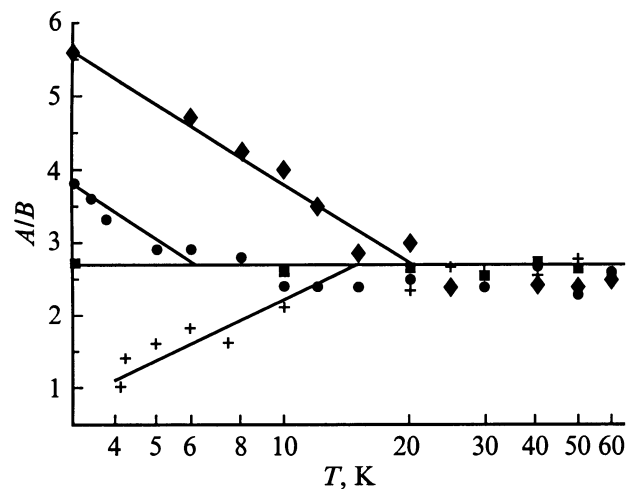


Рис. 7. Температурная зависимость отношения A/B для образцов 1, 3, 4 и 5; обозначения экспериментальных данных такие же, как и на рис. 4.

трация электронов), определяем $t_D = \delta^2/D \simeq 2 \cdot 10^{-4}$ с. В то же время, как следует из предыдущего раздела, $T_2 \simeq 10^{-8}$ с $\ll t_D$.

Совсем другими оказываются результаты для компенсированных образцов. Как видно из рис. 7, при температуре 3.2 К для максимально компенсированного металлического образца 4 отношение $A/B \approx 5.6$, что соответствует [22] $t_D \simeq 0.25T_2$. В то же время в результате компенсации при диффузии через скин-слой неравенство $t_D \gg T_2$ может только усиливаться из-за уменьшения подвижности электронов. Следовательно, искажение линии ЭПР в этом случае вызывается другими причинами.

Дайсон рассматривал искажение линии для металлов с большой энергией Ферми. В этом случае строение дна зоны проводимости не оказывает заметного влияния на движение носителя. В полупроводниках же, пусть и с металлической проводимостью, но при слабом вырождении, носители должны хорошо чувствовать потенциальный рельеф дна зоны проводимости, который задается характером распределения заряженных примесей и механизмом экранирования возникающего электростатического поля. В результате этого при движении, как и в случае, рассмотренном Дайсоном, на носитель действует не только внешнее электромагнитное поле частотой ω , но и электрическое поле с частотой, обратной времени прохождения носителем расстояния, по порядку величины равного периоду изменения потенциала. В связи с этим, характерным временем, которое определяет форму линии, может оказаться не время диффузии носителя через скин-слой, а время его диффузии на расстояние порядка характерного пространственного масштаба изменения потенциала λ . Для оценки величины λ по формулам, приведенным выше, получаем для образца 4 величину $D = 0.042$ см²/с, а $T_2 = 5 \cdot 10^{-9}$ с, откуда

$$\lambda = (0.25DT_2)^{1/2} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ см.} \quad (9)$$

Эта величина заметно превосходит среднее расстояние между заряженными донорами $l_+ = N_{D+}^{-1/3} \simeq 1.8 \cdot 10^{-6}$ см (образец 4). Таким образом, мы можем соотнести определенную выше величину λ с размером флуктуационного потенциала статистической природы.

Исходя из этого, можно считать, что при относительно высоких температурах время диффузии, определяющее соотношение крыльев производной, соответствует, как и у Дайсона, времени диффузии через скин-слой, а само отношение $A/B = 2.7$. По мере уменьшения температуры становятся эффективными два независимых низкотемпературных процесса взаимодействия электронов с заряженными примесными центрами. С одной стороны, спины электронов начинают релаксировать на близких донорно-акцепторных парах, что проявляется в увеличении ширины линии, а с другой — на них начинают действовать флуктуации потенциального рельефа дна зоны проводимости. Увеличение отношения A/B указывает на то, что эти процессы имеют различную зависимость от температуры. При уменьшении температуры время

t_D уменьшается из-за того, что спины взаимодействуют со все более мелкими флуктуациями. Этот процесс происходит быстрее, чем уменьшение времени T_2 , что и приводит к увеличению искажения линии (т.е. росту отношения A/B).

Совсем по-другому ведет себя форма линии изоляторных образцов. При низкой температуре они имеют высокое сопротивление, и микроволновое поле остается однородным по всему объему образца. В связи с этим форма линии из дайсоновской превращается в лоренцову, и отношение $A/B = 1$. Однако по мере повышения температуры их сопротивление уменьшается, и начинает проявляться скин-эффект. Этот эффект наблюдается при такой температуре, при которой на электроны уже не действует флуктуационный потенциал заряженных центров. Поэтому отношение A/B при увеличении температуры увеличивается от 1 до 2.7, что хорошо видно на рис. 7. Кроме того, из этого рисунка следует, что в изоляторных образцах не проявляется модуляция движения электронов потенциальным рельефом дна зоны проводимости в том виде, в каком она имеет место в металлических образцах (в увеличении искажения линии). Известно, что в мелких частицах нормальных металлов, в которых глубина скин-слоя больше размеров частиц, происходит симметризация линии [22]. Однако при взаимодействии электронов с потенциальным рельефом дна зоны проводимости нет никаких оснований считать, что при переходе к изоляторному состоянию такое взаимодействие перестанет проявляться. Возможное проявление такого взаимодействия будет рассмотрено далее при анализе спектра ЭПР в изоляторном состоянии.

3.3. Анализ концентрации резонирующих центров

На рис. 5 представлена зависимость максимального значения положительной части производной от температуры для шести образцов, на которых наблюдался сигнал ЭПР. Однако сам по себе максимум производной не несет интересующей нас физической информации о концентрации парамагнитных центров, которая на изоляторной стороне перехода МИ может быть меньше концентрации электронов из-за антиферромагнитной связи. Такая информация извлекается из площади под кривой линии поглощения, которая пропорциональна концентрации парамагнитных центров в том случае, когда СВЧ поле пронизывает весь объем образца. Это справедливо для диэлектриков и слабо легированных полупроводников, а в случае металлов и сильно легированных полупроводников в поглощении участвует только небольшая часть парамагнитных центров из-за того, что в средах с высокой проводимостью вследствие скин-эффекта высокочастотное поле проникает только в приповерхностный слой и действует только на центры, расположенные в этом слое. По этим причинам в материалах с высокой проводимостью сигнал ЭПР обычно мал.

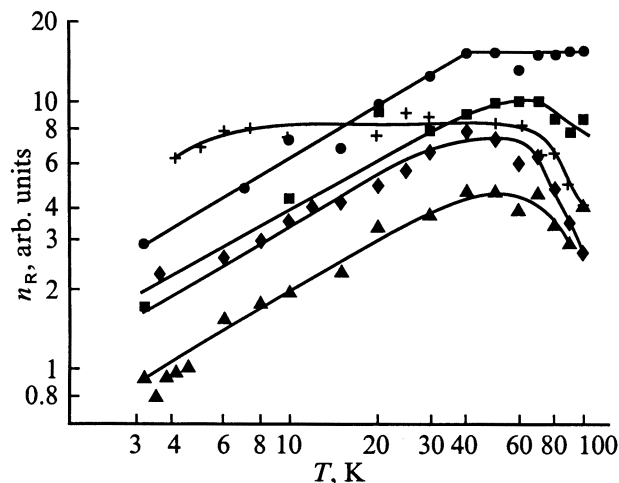


Рис. 8. Температурная зависимость концентрации резонирующих центров n_R для образцов 1–5; обозначения экспериментальных данных такие же, как и на рис. 4.

Как отмечалось во Введении, в области перехода МИ в кремнии наблюдается переход от парамагнетизма Кюри, характерного для невырожденных систем, к парамагнетизму Паули в вырожденных системах. При этом в области паулиевского парамагнетизма температурная зависимость парамагнитной восприимчивости остается заметной, но отличной от парамагнетизма Кюри. Для выяснения характера парамагнетизма в исследованных образцах компенсированного Ge:As нам следовало изучить температурные зависимости концентрации резонирующих центров. Для этого необходимо было решить ряд задач обработки экспериментальных данных.

Во-первых, в нашем случае при записи первой производной линии ЭПР для определения величины, пропорциональной концентрации резонирующих центров n_R , необходимо было вычислить второй интеграл от производной линии ЭПР-поглощения, пропорциональный величине парамагнитной восприимчивости:

$$I \sim \int dH \int (dP/dH) dH. \quad (10)$$

В связи с тем что форма линии не изменялась в интервале рабочих температур и была одинакова для всех образцов, мы, с целью упрощения построения температурных зависимостей, двойной интеграл (10) заменяли простой оценкой

$$I \simeq (dP/dH)_{\max} (\Delta H_{1/2})^2, \quad (11)$$

где $(dP/dH)_{\max}$ — максимальное значение положительной части производной линии поглощения, $(\Delta H_{1/2})$ — ширина этой части производной на половине ее высоты.

Кроме того, учитывая, что при постоянной концентрации парамагнитных центров амплитуда сигнала ЭПР пропорциональна $1/T$, для представления температурной зависимости n_R необходимо учитывать, что $n_R \sim IT$. На рис. 8 представлены зависимости $\lg n_R = f(\lg T)$

для пяти образцов. В таких координатах парамагнетизму Кюри соответствуют горизонтали, а парамагнетизму Паули — прямые с положительным наклоном, равным 1. Из рисунка видно, что в образцах с вырожденным электронным газом, в которых проводимость слабо изменяется с температурой и глубину скин-слоя можно считать не зависящей от температуры,

$$n_R \sim T^\gamma, \quad (12)$$

где $\gamma \simeq 2/3$.

Такой рост концентрации резонирующих спинов при увеличении температуры свидетельствует, по-видимому, о парамагнетизме Паули в образцах с вырожденным электронным газом вплоть до температур 40–50 К. Выше этих температур вырождение исчезает, и концентрация n_R начинает уменьшаться за счет быстрого роста скорости спин-решеточной релаксации. Следует отметить, что в случае парамагнетизма Паули концентрация резонирующих центров в металлах не зависит от температуры, и поэтому в пределе сильного вырождения показатель γ должен быть близким к 1. В нашем случае слабого вырождения, по-видимому, существенную роль играет уменьшение плотности состояний на уровне Ферми с повышением температуры, которое и приводит к ослаблению температурной зависимости в (12).

К сожалению, не удалось построить зависимости n_R от концентрации некомпенсированных доноров в этих образцах, поскольку на настоящем этапе исследований не удалось корректно учесть одновременное изменение глубины скин-слоя и добротности резонатора при регистрации сигнала ЭПР для образцов с различной компенсацией. Для этого необходимы более точные измерения.

Что касается образцов с невырожденным электронным газом, то для них в широком диапазоне температур наблюдается зависимость, соответствующая парамагнетизму Кюри. Однако здесь нужно принять во внимание тот факт, что измеренная проводимость изоляторных образцов увеличивается с температурой на порядок и более. Это приводит как к уменьшению глубины скин-слоя, так и к изменению добротности резонатора. Поэтому зависимость для образца 5 на рис. 8 можно рассматривать только как весьма грубое приближение, иллюстрирующее изменение зависимости по сравнению с образцами с вырожденным электронным газом. Для подтверждения же наличия антиферромагнетизма на изоляторной стороне Ge вблизи перехода МИ по температурным зависимостям ЭПР необходим дальнейший учет указанных выше факторов.

3.4. Анализ положения и вида спектра ЭПР

В металлических образцах зависимость положения центра линии ЭПР от температуры является очень слабой. В пределах точности наших измерений g -фактора он оставался независимым от температуры и компенсации, равным g -фактору электрона, связанного на донорном

центре. С этой точностью положение линии не изменялось не только при изменении температуры, но и при изменении компенсации. Такое поведение линии находится в соответствии с известными результатами работ [2] для Si и [13] для Ge, в которых показано, что g -фактор для электронов на мелком доноре очень мало отличается от g -фактора электронов в зоне проводимости.

Однако в двух наиболее компенсированных образцах, которые находились уже на изоляторной стороне перехода МИ, при температурах ниже 4 К мы обнаружили совершенно новый эффект, а именно отщепление от основной линии дополнительной аномальной линии, которая при дальнейшем понижении температуры быстро смещается в сильные поля. Эти спектры для образца 5 показаны на рис. 3. Зависимость расстояния между основной и аномальной отщепленной линией от температуры понятна из рисунка. Видно, что это расстояние пропорционально обратной температуре. Аналогичная зависимость наблюдается и на изоляторном образце 6. Различие между ними состоит только в том, что в образце 6 амплитуда отщепленной линии заметно меньше, чем в образце 5. Положение отщепленной линии не зависит ни от компенсации на изоляторной стороне перехода МИ, ни от кристаллографического направления. Важно отметить и необычную форму отщепленной линии. В ней не наблюдается крыло с отрицательной производной, т.е. увеличение СВЧ поглощения с ростом магнитного поля имеет вид ступеньки. Такое поведение спектра ЭПР и такая форма линии до сих пор не наблюдалась ни в каких парамагнитных системах. Эффект не находит даже качественного объяснения в рамках существующих моделей ЭПР. Наблюдаемую форму отщепленной линии можно приписать резкому увеличению сопротивления. Такое явление наблюдается при разрушении сверхпроводимости [7]. Хотя направление движения ступеньки соответствует аналогичному движению в сверхпроводниках, нам не удалось найти подходящую модель для описания ступенчатого увеличения сопротивления в исследованных образцах. В связи с этим далее мы ограничимся возможными объяснениями эффекта в рамках ЭПР.

Гипотетически возможные причины расщепления линии и сдвига одной из них в сильные поля можно обсудить, исходя из основного условия ЭПР:

$$h\nu = g\mu_B H, \quad (13)$$

где ν — частота внешнего переменного магнитного поля. Из (13) видно, что сдвиг одной из линий ЭПР может быть связан либо с появлением изменяющегося с температурой внутреннего магнитного поля, либо с температурно-зависимым изменением частоты переменного поля, действующего на резонирующий спин. Обсудим трудности, возникающие при привлечении каждой из этих причин для объяснения обнаруженного нами эффекта расщепления линии ЭПР.

1. Можно представить себе, что при увеличении компенсации при низких температурах в образце возникают

макроскопические области, в которых имеется внутреннее магнитное поле B , которое и определяет истинное значение резонансного магнитного поля. В таком случае между внешним полем H и внутренним полем B должно существовать соотношение

$$B = \mu H, \quad (14)$$

здесь μ — магнитная проницаемость. Для того чтобы линия сдвигалась в сторону сильных полей, необходимо, чтобы внутреннее магнитное поле, в котором происходит резонанс, было меньше внешнего, т.е. магнитная проницаемость была заметно меньше единицы. Для $T = 3.2 \text{ К}$ $H = 5500 \text{ Э}$, а $B = 4300 \text{ Э}$. Это значит, что макроскопические области образца, в которых существует внутреннее магнитное поле, должны быть диамагнитными, причем их магнитная проницаемость, во-первых, должна иметь такую малую величину, какая не наблюдается в природе для несверхпроводящих веществ, $\mu = B/H = 0.78$, а во-вторых, должна еще и уменьшаться с понижением температуры.

2. Макроскопические диамагнитные области отсутствуют, но на каждый спин действует магнитное поле от соседнего спина, направленное против внешнего магнитного поля. Однако в таком случае мы должны видеть и линию, обусловленную спинами, находящимися в поле соседнего спина, направленном по полю. Такая линия должна находиться в более слабых полях по сравнению с нерасщепленной линией. Как видно из рис. 2, такая линия отсутствует. Кроме того, непонятно, каким образом поле от соседнего спина может увеличиваться при понижении температуры.

3. Для того чтобы приблизить механизм, изложенный в п. 2, к эксперименту, можно предположить, что одновременно с увеличением поля от соседнего спина при уменьшении температуры происходит уменьшение g -фактора. Это не устраняет противоречий, связанных с возникновением внутреннего магнитного поля, но если оно возникло и увеличивается с уменьшением температуры, то для сохранения симметрии спектра необходимо, чтобы при понижении температуры одновременно с ростом внутреннего магнитного поля в образце уменьшался g -фактор так, чтобы низкополевая линия оставалась на месте, а высокополевая двигалась в область сильных полей. Поскольку g -фактор определяется эффективной массой носителей [27], одновременно со сдвигом g -фактора должно наблюдаться резкое изменение подвижности. Однако, как видно из рис. 1, заметного изменения подвижности в образце 5 в этом диапазоне температур не наблюдается.

4. Расщепление линии при низких температурах можно попытаться связать с взаимодействием спина с электрическим полем примесей. Выше было показано, что свободные спины в образцах с вырожденным электронным газом чувствуют наличие примесного электрического поля, что выражается в изменении формы дайсоновской линии при понижении температуры и при увеличении

компенсации. Это происходит из-за того, что на движущийся электрон действует дополнительное переменное электрическое поле с частотой

$$\nu_1 = v_d/r_s, \quad (15)$$

где v_d — скорость диффузии электронов, r_s — поперечный размер флуктуации.

При переходе в изоляторное состояние в образце появляется некоторая запрещенная зона (кулоновская или хаббардовская). Электроны с энергией, большей этой запрещенной зоны, остаются свободными. Остальные электроны оказываются связанными. Свободные электроны диффундируют по кристаллу, и на них действует примесное электрическое поле с частотой ν_1 . При этом, как ясно из разд. 3.2, движущиеся электроны с понижением как температуры, так и своей энергии чувствуют все более мелкие флуктуации. Поэтому частота ν_1 должна увеличиваться с уменьшением температуры. В таком случае частота поля, действующего на свободные электроны, будет складываться из частоты внешнего поля ν и частоты $\nu_1(T)$. Связанные электроны не перемещаются по кристаллу, и на них примесное электрическое поле не действует. Поэтому свободные электроны резонируют при более сильном поле по сравнению со связанными. Для них резонанс определяется соотношением

$$h[\nu + \nu_1(T)] = g\mu_B[H + \Delta H(T)], \quad (16)$$

где $\Delta H(T)$ — разница между резонансными магнитными полями для подвижной и неподвижной линий, зависящая от температуры. Но и здесь возникают трудности с объяснением. Во-первых, внешнее переменное поле является магнитным, а поле примесей — электрическим. В литературе описаны эффекты, связанные с воздействием электрических полей на сигнал ЭПР (см., например, [28–30]). Показано, что при определенных условиях постоянные электрические поля могут расщеплять линию ЭПР, а переменные электрические поля вызывают резонансные переходы. Теория этих эффектов рассмотрена в работах [28,29], а наиболее наглядный эксперимент описан в [30]. В нашем случае на спин воздействует одновременно магнитная составляющая внешнего поля и электрическая составляющая поля примесей. К какому эффекту должно приводить такое воздействие, остается непонятным. Во-вторых, не находит объяснения и изменение проявления электрического поля при переходе от образцов с вырожденным электронным газом к образцам с невырожденным газом. Непонятно, почему в первом случае воздействие примесного поля приводит к изменению формы линии, а во втором — к расщеплению линии ЭПР. Наконец, в-третьих, не ясно, почему с понижением температуры аномальная линия не уменьшается по величине, несмотря на то что отношение концентрации свободных электронов к концентрации локализованных электронов при этом падает. Таким образом, этот обнаруженный нами эффект не находит в настоящее время удовлетворительного объяснения.

В заключение этой части обсудим необычную форму аномальной линии. В отличие от достаточно симметричной неподвижной линии, подвижная имеет только положительную часть производной. В случае справедливости последнего предположения о происхождении этой линии (как результат взаимодействия движущегося электрона с потенциальным рельефом дна зоны проводимости) такую форму производной можно объяснить разбросом энергий движущихся электронов. Действительно, движущиеся электроны имеют энергию, ниже значение которой ограничено верхней границей щели (кулоновской или хаббардовской), а верхнее — ничем не ограничено, т.е. электроны по энергиям распределены в интервале kT . Сравним соответствующие энергии между собой. Как видно из рис. 3, расстояние между нормальной и аномальной линиями при $T = 3.2\text{ К}$ составляет $\Delta E = 1215\text{ Гс} = 10^{-5}\text{ эВ} \simeq 0.05kT$. Наблюдаемая полуширина линии, которую мы приписываем свободным электронам, $\Delta E_H = 150\text{ Э} \simeq 0.005kT$. Таким образом, все наблюдаемые расщепления много меньше kT , и амплитуда линии, обусловленной свободными электронами, должна уменьшаться очень медленно в масштабе спектра ЭПР. В соответствии с этим производная этой части должна быть очень малой по абсолютной величине и не проявляться в экспериментальных сигналах, подобно тому как при дайсоновской форме линии в производной не проявляется низкополевая часть линии поглощения [21,22].

4. Заключение

1. В Ge:As вблизи перехода металл–изолятор, вызванного компенсацией, сигнал ЭПР при частоте 10 ГГц наблюдается с обеих сторон перехода в области температур до 100 К.

2. В образцах с проводимостью металлического характера во всем исследованном диапазоне температур (3 ÷ 100 К) спектр ЭПР представляет собой одиночную линию дайсоновской формы, параметры которой изменяются с температурой. В образцах на изоляторной стороне перехода с понижением температуры дайсоновская форма одиночной линии превращается в лоренцеву, а затем линия расщепляется на две: нормальную и аномальную.

3. В зависимости от степени компенсации и температуры можно выделить два механизма спиновой релаксации в Ge:As: на донорно-акцепторных парах (компенсированные образцы, низкие температуры) и на фонах (высокие температуры).

4. Изменение параметров дайсоновской формы линии с температурой в компенсированных образцах на металлической стороне перехода можно объяснить, если считать, что свободные электроны при своем движении при низких температурах взаимодействуют с флуктуационным рельефом потенциала дна зоны проводимости, обусловленным наличием заряженных примесей (доноров и акцепторов).

5. В образцах Ge на металлической стороне перехода при температурах ниже 50 К проявляется парамагнетизм Паули.

6. В образцах Ge на изоляторной стороне перехода в интервале температур от 4.1 до 50 К проявляется парамагнетизм Кюри.

7. На изоляторной стороне перехода металл–изолятор при температурах $3.2 \lesssim T \lesssim 4.1$ К, соответствующих прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по состояниям кулоновской щели, впервые наблюдался эффект расщепления линии ЭПР на нормальную (обычной формы в фиксированном магнитном поле) и аномальную (в виде ступеньки в поле, возрастающем пропорционально обратной температуре). В настоящее время этот эффект не находит своего удовлетворительного объяснения.

Авторы благодарны А. Финкельштейну из Института Вейцмана (Израиль) за полезное обсуждение результатов работы, а также участникам научных семинаров лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках и сектора физической кинетики ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за плодотворную дискуссию.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 98-02-17353.

Список литературы

- [1] Н.Ф. Мотт. *Переходы металл–изолятор* (М., Наука, 1979). [Пер. с англ. N.F. Mott. *Metal–Insulator Transitions* (Taylor & Francis Ltd., London, 1974)].
- [2] G. Feher. *Phys. Rev.*, **114**, 1219 (1959).
- [3] D.K. Wilson. *Phys. Rev. A*, **134**, 265 (1964).
- [4] А.И. Вейнгер. *ФТП*, **1**, 20 (1967).
- [5] Б.Г. Журкин, Н.А. Пенин. *ФТТ*, **6**, 1143 (1964).
- [6] S. Maekawa, N. Kinoshita. *J. Phys. Soc. Japan*, **20**, 1447 (1965).
- [7] H. Ue, S. Maekawa. *Phys. Rev. B*, **3**, 4232 (1971).
- [8] K. Morigaki, S. Maekawa. *J. Phys. Soc. Japan*, **32**, 462 (1972).
- [9] М.В. Алексеенко, А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, В.А. Ильин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков. *Письма ЖЭТФ*, **39**, 255 (1984).
- [10] A.G. Zabrodskii, M.V. Alekseenko, V.A. P'in, M.P. Timofeev, A.U. Veinger. *Proc. 18th Int. Conf. on Phys. of Semicond.* (Stockholm, Sweden, 1986) [World Scientific Publ., 283 (1987)].
- [11] J.D. Quirt, J.R. Marko. *Phys. Rev. B*, **7**, 3842 (1973).
- [12] M.A. Paalanen, S. Sachdev, R.N. Bhatt. *Proc. 18th Int. Conf. on Phys. of Semicond.* (Stockholm, Sweden, 1986) [World Scientific Publ., 1249 (1987)].
- [13] K. Morigaki, T. Mitsushima. *J. Phys. Soc. Japan*, **20**, 62 (1965).
- [14] K. Morigaki, M. Onda. *J. Phys. Soc. Japan*, **33**, 1031 (1972).
- [15] D.P. Tungstall, P.J. Mason, A.N. Ionov, R. Rentzsch, B. Sandow. *J. Phys.: Cond. Matter*, **9**, 403 (1997).
- [16] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. *Тез. докл. XXXI совещания по физике низких температур* (М., 1998) с. 48.
- [17] A.S. Kheifets, A.I. Veinger. *Physica C, Supercond.*, **165**, 491 (1990).

- [18] С.И. Голощапов, А.И. Вейнгер, С.Г. Конников. *ПТЭ*, № 3, 232 (1993).
- [19] А.Г. Забродский, К.Н. Зиновьева. *ЖЭТФ*, **86**, 727 (1984).
- [20] А.Г. Забродский. *ФТП*, **14**, 1130 (1980).
- [21] F.J. Dyson. *Phys. Rev.*, **98**, 349 (1955).
- [22] G. Feher, A.F. Kip. *Phys. Rev.*, **98**, 337 (1955).
- [23] G. Feher, E.A. Gere. *Phys. Rev.*, **114**, 1245 (1959).
- [24] A. Honig, E. Stapp. *Phys. Rev.*, **117**, 69 (1960).
- [25] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика* (М., Наука, 1976) т. 1, *Механика*.
- [26] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [27] L.M. Roth. *Phys. Rev.*, **114**, 1534 (1960).
- [28] Сб.: *Электрические эффекты в радиоспектроскопии; электронный парамагнитный, двойной электронно-ядерный и параэлектрический резонансы*, под ред. М.Ф. Дейгена (М., Наука, 1981).
- [29] А.Б. Ройцин. *ФТТ*, **5**, 151 (1961).
- [30] M.D. Sturge, F.R. Merrit, J.C. Hensel, J.P. Remeika. *Phys. Rev.*, **180**, 402 (1969).

Редактор Т.А. Полянская

Electron Paramagnetic Resonance in the metal–insulator transition region in the compensated Ge : As

A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek

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

Abstract Electron paramagnetic resonance (EPR) was investigated in the metal-insulator transition region in the compensated Ge : As. It has been found that the signal was observed from both sides of the transition up to temperature 100 K. EPR spectrum in metallic samples looked like a single line of the Dyson shape, its parameters being changed with temperature. The Dyson line in the insulator samples goes into the Lorentz one which splits into two lines at temperatures below 4.1 K. One line has an ordinary form but the other looks like a step as the magnetic field rises with decreasing temperature. The effect has not got any satisfactory explanation so far. Two mechanisms are proposed for the spin relaxation observed: those based on donor–acceptor pairs and on phonons. Pauli paramagnetism was found in metallic samples and the Curie paramagnetism in the insulator ones.