

УДК 548.4

© 1990

ЭФФЕКТЫ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В СПЕКТРАХ ЭПР $4HSiC$, СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ АЗОТОМ

Е. Н. Калабухова, С. Н. Лукин, Б. Д. Шанина,
Л. В. Артамонов, Е. Н. Мохов

Исследованы спектры ЭПР азота в $4HSiC$ с концентрацией азота от 10^{16} до 10^{19} $см^{-3}$ на частоте $\nu=142$ ГГц при $T=4.2\div 24$ К. Определены параметры спектров ЭПР от двух неэквивалентных позиций азота в $4HSiC$ при $(N_D-N_A) \sim 10^{16}$ $см^{-3}$. Исследована динамика температурного изменения спектра ЭПР азота в образцах $4HSiC$ с концентрацией от $5 \cdot 10^{17}$ до 10^{19} $см^{-3}$. Установлено, что механизмом делокализации электронов в SiC с повышенной концентрацией доноров является прыжковый обмен донорным электроном между атомами азота в гексагональной (г) и кубической (к) позициях. Сравнение теории с экспериментом показало, что температурная зависимость скорости прыжкового обмена подчиняется закону $\exp(-T_0/T)^{1/4}$.

1. Спектр ЭПР азота в $4HSiC$

Проведено исследование спектра ЭПР азота в $4HSiC$ на радиоспектрометре ЭПР 2-мм диапазона длин волн типа ЭПР 5-04М в температурном интервале от 4.2 до 24 К. Для измерений использовались образцы с различной концентрацией азота от 10^{16} до 10^{19} $см^{-3}$.

На рис. 1 приведен спектр азота в образцах $4HSiC$ с различной степенью компенсации при ориентации магнитного поля перпендикулярно и параллельно главной оси кристалла ($H_0 \perp c$, $H_0 \parallel c$), снятый при $T=$

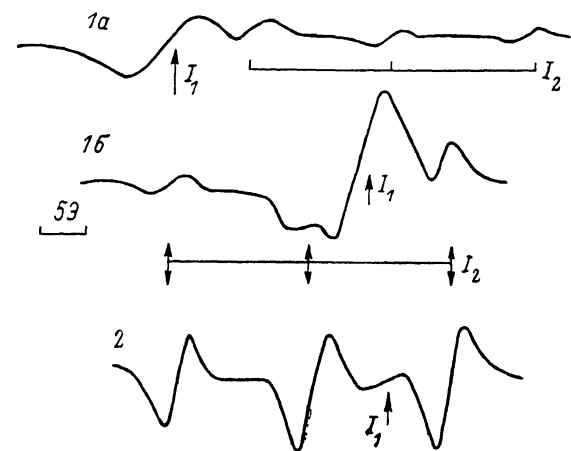


Рис. 1. Вид спектра ЭПР азота в $4HSiC$.

Концентрации азота ($см^{-3}$): 1 — $(N_D-N_A) \sim 5 \cdot 10^{16}$, 2 — $\sim 2 \cdot 10^{16}$. $H_0 \parallel c$ (1а), $H_0 \perp c$ (1б, 2), $T=4.2$ К, $\nu=142$ ГГц.

$=4.2$ К. При $(N_D-N_A) > 3 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$ наблюдаются два спектра ЭПР I_1 и I_2 . Спектр I_2 состоит из трех линий сверхтонкой структуры (СТС) от ядра азота ^{14}N ($I=1$). Спектр I_1 представляет собой одиночную линию с анизотропной шириной. Параметры спектров ЭПР приведены в табл. 1. Угловые зависимости g -фактора двух спектров ЭПР представлены на рис. 2. Появление в спектре ЭПР линии от спектра I_1 и ее интенсивность зависят от степени компенсации образцов $4HSiC$. Как видно из рис. 1, при увеличении степени компенсации образцов до $(N_D-N_A) \sim 2 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$ интенсивность спектра I_1 уменьшается.

Таблица 1

Параметры спектров ЭПР азота в образцах $4HSiC$ с различной степенью компенсации 10^{16} до 10^{19} $см^{-3}$

I_i	g_{\parallel}			g_{\perp}			A, ΔH , Θ
	$(N_D - N_A) \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$(N_D - N_A) \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$(N_D - N_A) \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$	$(N_D - N_A) \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$(N_D - N_A) \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$(N_D - N_A) \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$	
I_1	2.0055 ± 0.0002	2.0055	—	2.0010 ± 0.0002	2.0010	—	$\Delta H_{\parallel} = 9.8$ $\Delta H_{\perp} = 7.4$
I_2	2.0043 ± 0.0002	2.0043 ± 0.0002	—	2.0013 ± 0.0002	2.0013 ± 0.0002	—	18.2 \pm 0.2
I^*	—	2.0051 ± 0.0002	2.0051 ± 0.0002	—	2.0011 ± 0.0002	2.0011 ± 0.0002	

Поведение спектра ЭПР азота в $4HSiC$ аналогично поведению спектра ЭПР азота в $6HSiC$ [1^{-3}]. Это дает основание интерпретировать наблюдающийся спектр ЭПР с хорошо разрешенной СТС как принадлежащий кубической позиции азота, а одиночную линию с анизотропной шириной как относящуюся к гексагональной позиции азота.

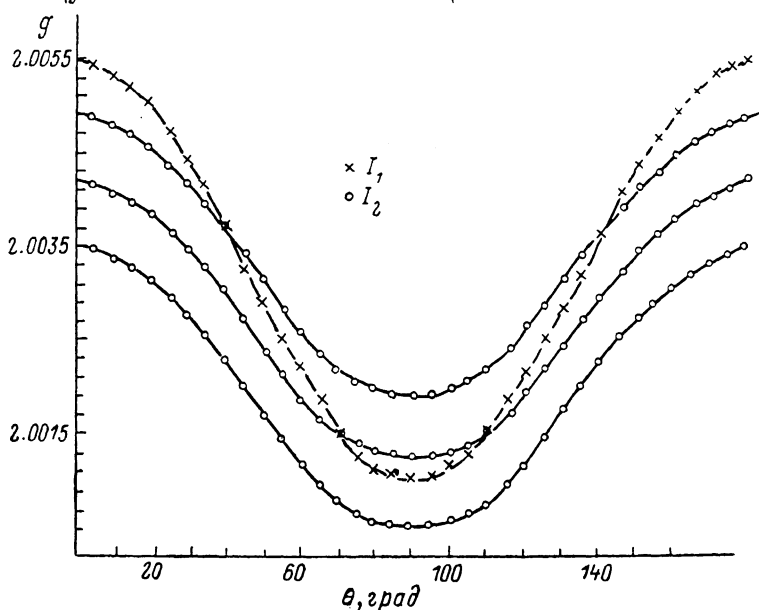


Рис. 2. Угловые зависимости g -фактора двух спектров ЭПР донорной примеси азота в $4HSiC$.

$\nu = 142$ ГГц, $T = 4.2$ К, θ — угол между H_0 и осью c .

2. Поведение спектра ЭПР азота в $4HSiC$ с различной степенью легирования

На рис. 3 представлен спектр ЭПР азота в $4HSiC$ при концентрации азота $\sim 5 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$, снятый при $H_0 \parallel c$ и $T = 4.2$ К. Как видно из рис. 3, при увеличении концентрации азота до $5 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ на фоне спектра ЭПР азота появляется широкая интенсивная линия I^* с g -фактором, не соответствующим как центру тяжести (ЦТ) двух спектров ЭПР от кубической и гексагональной позиций азота, так и центру тяжести одного из этих

спектров. Величина сверхтонкого взаимодействия спектра ЭПР азота от кубической позиции азота остается неизменной. Одиночная линия от гексагональной позиции азота I_1 перекрывается с линией ЭПР I^* , внося искажение в форму левого крыла линии I^* (положение ее указано стрелкой на рис. 3). Интенсивность линии I^* гораздо больше, чем интенсивность спектра ЭПР парамагнитного азота. При увеличении концентрации азота сверхтонкая структура спектра ЭПР азота исчезает и наблюдается только одиночная суженная линия I^* , параметры которой приведены в табл. 1.

Появление на фоне спектра ЭПР от одиночных парамагнитных центров азота одиночной широкой линии и дальнейшее ее сужение при увеличении концентрации примеси связаны с делокализацией электронов, механизмом которой может быть обменное взаимодействие или прыжковая проводимость.

Исследование температурной и концентрационной зависимостей сверхтонкой структуры спектра ЭПР азота в SiC проводилось на поли-типах 6H и 4HSiC на радиоспектрометре с частотой $\nu = 9$ ГГц, что не позволило наблюдать спектры ЭПР от неэквивалентных позиций азота [4, 5].

Спектр ЭПР на частоте $\nu = 9$ ГГц представлял собой триплет линий от СТС азота. С увеличением концентрации азота интенсивность централь-

ной линии триплета возрастала, и при концентрации $\sim 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ СТС спектра исчезала и оставалась только центральная суженная линия. Считалось, что наблюдающийся триплет линий относится к спектру ЭПР от изолированных доноров азота, а центральной линии, совпадающей по g -фактору с центральной линией триплета, соответствуют обменно-взаимодействующие пары доноров. С увеличением концентрации азота происходит сужение центральной линии благодаря обменному взаимодействию между парами доноров. При такой интерпретации спектра предполагалось, что все парамагнитные центры азота идентичны и не учитывалась их энергетическая неэквивалентность. Не учитывалось влияние степени компенсации исследуемых образцов на заселенность энергетических уровней азота. Наличие большого количества непарамагнитного азота, обнаруженного по данным оптического поглощения в 6HSiC [6], считалось связанным с синглетным непарамагнитным состоянием обменно-взаимодействующих частиц.

С другой стороны, в работе [7] исследован характер низкотемпературной проводимости в 6HSiC и установлено, что в области температур от 4.2 до 25 К закон, по которому изменяется удельное сопротивление образцов с концентрацией азота $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$, характерен для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. С целью выяснения механизма дело-

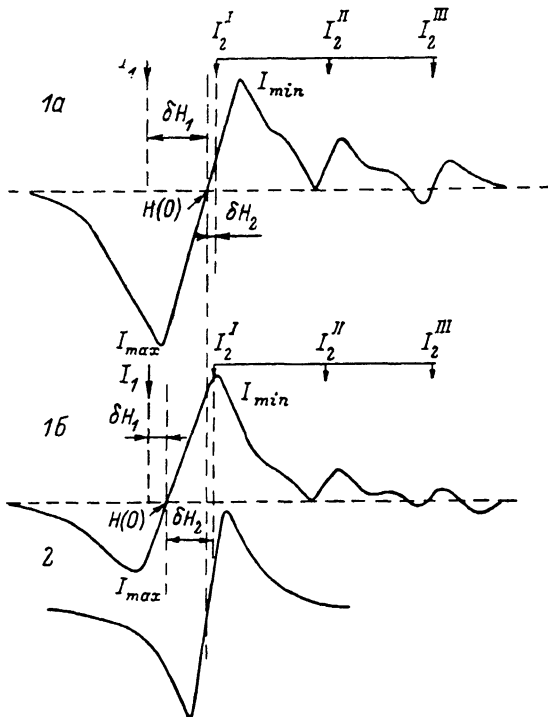


Рис. 3. Вид спектра ЭПР азота в 4HSiC.

Концентрации азота (см $^{-3}$): 1 — ($N_D - N_A$) $\sim 5 \cdot 10^{17}$, 2 — $\sim 10^{18}$.

ной линии триплета возрастала, и при концентрации $\sim 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ СТС спектра исчезала и оставалась только центральная суженная линия. Считалось, что наблюдающийся триплет линий относится к спектру ЭПР от изолированных доноров азота, а центральной линии, совпадающей по g -фактору с центральной линией триплета, соответствуют обменно-взаимодействующие пары доноров. С увеличением концентрации азота происходит сужение центральной линии благодаря обменному взаимодействию между парами доноров. При такой интерпретации спектра предполагалось, что все парамагнитные центры азота идентичны и не учитывалась их энергетическая неэквивалентность. Не учитывалось влияние степени компенсации исследуемых образцов на заселенность энергетических уровней азота. Наличие большого количества непарамагнитного азота, обнаруженного по данным оптического поглощения в 6HSiC [6], считалось связанным с синглетным непарамагнитным состоянием обменно-взаимодействующих частиц.

С другой стороны, в работе [7] исследован характер низкотемпературной проводимости в 6HSiC и установлено, что в области температур от 4.2 до 25 К закон, по которому изменяется удельное сопротивление образцов с концентрацией азота $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$, характерен для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. С целью выяснения механизма дело-

кализации электронов в образцах SiC с повышенной концентрацией доноров нами проведено исследование температурной зависимости СТС спектра ЭПР азота в образцах 4HSiC с $(N_D - N_A) \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Исследование спектра ЭПР азота в образцах 4HSiC с $(N_D - N_A) \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур от 4.2 до 24 К показало, что происходит значительный сдвиг g -фактора ($\Delta g = 0.0003$) одиночной линии ЭПР I^* . При $T = 4.2 \text{ К}$ значение g -фактора линии I^* ближе к величине g -фактора спектра ЭПР от кубической позиции азота, а при $T = 24 \text{ К}$ его значение приближается к величине g -фактора спектра ЭПР от гексагональной позиции азота.

На рис. 3 приведен спектр ЭПР азота в 4HSiC с концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2$ (1а, 2) и 24 К (1б) с указанием расстояний δH между резонансными значениями полей линий от гексагональной позиции азота I_1 , одиночной линии I^* и линией от первой сверхтонкой компоненты спектра ЭПР от кубической позиции азота I_2^* . Как видно из рис. 3, при $T = 4.2 \text{ К}$ $\delta H_1 > \delta H_2$, а при $T = 24 \text{ К}$ $\delta H_2 > \delta H_1$, где δH_1 , δH_2 — расстояния между резонансными значениями полей линий I^* и I_1 , I^* и I_2^* соответственно. Кроме того, с изменением температуры происходит изменение формы одиночной линии I^* . На рис. 4 приведены температурные зависимости параметра $r = \delta H_1 / \delta H_1 + \delta H_2$ и параметра асимметрии линии I^* $A = I_{\text{max}}^* / I_{\text{min}}^*$. Из этого рисунка видно, что температурная зависимость параметра асимметрии A аналогична температурной зависимости параметра r .

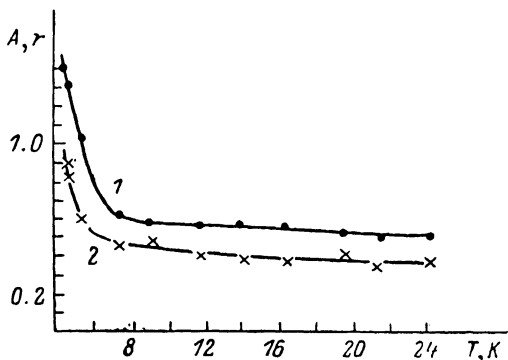


Рис. 4. Температурные зависимости параметров спектра ЭПР азота A (1) и r (2), полученных из экспериментальных данных.

Поведение линии I^* с изменением температуры характерно для спектров ЭПР с эффектами обменного либо двигательного сужения, если процесс, приводящий к сужению спектра ЭПР, является температурно-зависимым.

3. Влияние прыжкового движения донорного электрона на форму спектра ЭПР

Если в образце присутствует несколько сортов парамагнитных центров, между которыми происходит обмен парамагнитными электронами, суммарный спектр ЭПР от этих центров изменяет свою форму в зависимости от вероятности обмена. Известно, что если ширины линий ЭПР от изолированных центров в отсутствие обмена одинаковы, то прямой гейзенберговский обмен между двумя парамагнитными центрами приводит к сдвигу линий ЭПР по направлению к их центру тяжести. Совсем иная картина наблюдается в спектре ЭПР азота в гексагональных поли типах карбида кремния. Наблюдаемая на эксперименте так называемая «обменная линия» расположена вблизи линии ЭПР гексагонального центра. Как мы показали в работе [3], наблюдаемые по ЭПР несколько неэквивалентных центров парамагнитного азота различаются по глубине залегания их энергетических уровней в запрещенной зоне, причем гексагональным центрам, обладающим низкосимметричной волновой функцией, отвечают более мелкие уровни энергии. При большой концентрации доноров и высокой степени компенсации имеется большое число ионизированных центров азота в гексагональных позициях, которые непарамагнитны. При сравнительно малом боровском радиусе азота в карбиде кремния очень мала вероятность прямого гейзенберговского обмена между парамагнитными центрами азота и велика вероятность встречи парамагнитного

азота в кубической позиции с парамагнитным азотом в гексагональной позиции в одной и той же либо ближайшей соседней элементарной ячейке кристалла. В таком случае донорный электрон кубического центра может быть захвачен гексагональным парамагнитным атомом азота, в результате чего последний станет парамагнитным. Такой элементарный акт прыжка, с одной стороны, является составной частью прыжковой проводимости, а с другой стороны, осуществляет прыжковый обмен донорным электроном между двумя парамагнитными системами. Хотя вероятность обратного перескока электрона с гексагонального центра (г. ц.) на кубический центр (к. ц.) (г. ц. \rightarrow к. ц.) может быть выше в элементарном прыжке, но из-за большой концентрации ионизированных атомов в гексагональной позиции вероятность обмена между двумя подсистемами в направлении (к. ц. \rightarrow г. ц.) может оказаться значительно больше. В результате положение обменной линии в спектре ЭПР азота в гексагональном поли типе SiC определяется концентрацией азота, степенью компенсации образца и соотношением глубин залегания энергетических уровней гексагонального и кубического центров в запрещенной зоне.

Для теоретического описания деформации спектра ЭПР в зависимости от величин скоростей прыжкового обмена $W_{г.к.}$ (г. ц. \rightarrow к. ц.) и $W_{к.г.}$ (к. ц. \rightarrow г. ц.) необходимо решить кинетические уравнения для спиновой матрицы плотности $\sigma_{mn}^{(г)}$ и $\sigma_{mn}^{(к)}$ (m, n нумеруют спиновые состояния), в которых следует учесть вероятности переходов $W_{г.к.}$ и $W_{к.г.}$. Для решения этой задачи с целью последующего сравнения с экспериментом рассмотрим простейший случай поли типа 4HSiC, где имеются только два центра — гексагональный и кубический (так как в случае с большим числом центров увеличивается число различных каналов прыжкового обмена).

Рассматриваемая ситуация отличается от задачи двигательного сужения спектра магнитного резонанса [8] тем, что системы, участвующие в прыжковом обмене, различаются всеми исходными физическими параметрами и главное различны скорости прямого и обратного прыжков.

Для описания формы спектра ЭПР с учетом прыжкового обмена воспользуемся кинетическими уравнениями для спиновой матрицы плотности $\hat{\sigma}^{(г)}$ гексагонального и $\hat{\sigma}^{(к)}$ кубического центров. Для двухуровневых парамагнитных систем матрица плотности имеет два комплексно-сопряженных недиагональных матричных элемента $\hat{\sigma}_{12}$ и $\hat{\sigma}_{21}$ на волновых функциях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ основного гамильтониана спиновой системы. Поглощение мощности СВЧ поля определяется мнимой частью $\hat{\sigma}_{12}$

$$P = \text{const} (\sigma_{12}^{(г)} + \sigma_{12}^{(к)}). \quad (1)$$

Запишем обычную систему кинетических уравнений для спиновой матрицы плотности σ_{mn} [8, 9], введя в кинетическую часть уравнения феноменологические члены, описывающие вероятность потери намагниченности $M_i = (\sigma_{mm}^{(г)} - \sigma_{mm}^{(к)})$ в процессе прыжка донорного электрона с i -й позиции в j -ю и вероятность притока M_i в процессе обратного прыжка

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{mn}^{(г)} - i\omega_0 \sigma_{mn}^{(г)} - i\gamma H_1 M_i &= -\sigma_{mn}^{(г)} / \tau_{mn}^{(г)}, \\ \dot{M}_i &= -\gamma H_1 \sigma_{mn}^{(г)} - \frac{M_i - M_{i0}}{T_1} - \frac{M_i}{\tau_{ij}} + \frac{M_j}{\tau_{ji}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$i = г, к; m, n = 1, 2.$$

В (2) $\tau_{mn}^{(г)}$ — время жизни донорного спина в состоянии $|m\rangle$ парамагнитного центра в позиции i . Величина, обратная времени жизни, определяется скоростью спин-решеточной релаксации донорного спина и скоростью прыжка электрона с центра в позиции i на центр в позиции j , т. е.

$$1/\tau_{mn}^{(г)} = 1/T_1 + W_{г.к.}, \quad 1/\tau_{mn}^{(к)} = 1/T_1 + W_{к.г.} \quad (3)$$

Уравнение для намагниченности доноров в гексагональной позиции в (2) относится только к той части доноров, которые появляются в результате

захвата донорного электрона на ионизованный атом азота в гексагональной позиции. Предполагается, что вероятность захвата электрона на ионизованный атом от проекции спина не зависит. Принцип детального баланса приводит к тому, что отношение равновесных значений числа «добавочных» гексагональных и кубических центров N_r и N_k равно отношению вероятностей прыжков

$$N_r/N_k = W_{k.r.}/W_{r.k.} \quad (4)$$

Намагниченности M_r и M_k определяются уравнениями (2) и соотношением (4). Решение (1), (2) и (4) приводит к следующему выражению для относительной величины поглощения:

$$P/P_0 = 2 \frac{1}{s+G}, \quad (5)$$

$$G = [ab(a+\beta+a\beta) + 0.5s(\beta b+aa)a\beta] / [sa^2\beta^2 + 0.5\beta^2b(a+2) + 0.5a^2a(\beta+2)]^{-1}, \quad (6)$$

$$a = \alpha [1 + x^2(\beta/(1+\beta)^2)], \quad b = \beta [1 + (x-\delta)^2(\alpha/(1+\alpha)^2)], \quad \delta = (\omega_{or} - \omega_{ok})T_1, \\ \alpha = 1/W_{k.r.}T_1, \quad \beta = 1/W_{r.k.}T_1, \quad x = (\omega - \omega_{or})T_1, \quad s = \gamma^2 H_1^2 T_1^2. \quad (7)$$

В (7) для простоты предположено, что продольное и поперечное времена спин-решеточной релаксации равны, что обычно выполняется для доноров со спином 1/2. Кроме того, мы предполагали, что центры в гексагональной и кубической позициях имеют одинаковые времена спин-решеточной релаксации. В случае невыполнения этого предположения поправку в конечный результат внести несложно.

Рассмотрим случай слабого насыщения ($s \rightarrow 0$). Из (5) следует

$$\frac{P}{P_0} = 2G^{-1} = \frac{\beta^2(\alpha+2)}{\alpha(\alpha+\beta+a\beta)} \left[\frac{1}{1+x^2\gamma} + \frac{1}{\gamma} \frac{1}{1+(x-\delta_1)^2} \right], \\ \delta_1 \equiv \delta \frac{\alpha}{1+\alpha}, \quad \gamma \equiv \left(\frac{\beta}{\alpha} \frac{1+\alpha}{1+\beta} \right) \approx \frac{\beta^2}{\alpha^2} \quad \text{при } \alpha, \beta < 1. \quad (8)$$

При условии неэффективности прыжков электрона с кубической позиции на гексагональную (что соответствует низкой концентрации акцепторов $\alpha \rightarrow \infty$, $\beta > 1$) первое слагаемое в выражении (8) не играет роли и мы будем наблюдать спектр ЭПР от доноров в кубической позиции. Только при эффективном прыжковом движении появляется дополнительный вклад в линию ЭПР от гексагональных центров, интенсивность этого вклада пропорциональна количеству ионизированного азота, а ширина линии определяется скоростью прыжка $W_{r.k.}$. Перекрывание двух слагаемых в (8) описывает так называемую «обменную» линию, наблюдаемую на эксперименте. По двум параметрам этой линии, а именно: по положению максимума линии поглощения (или нулевого значения производной поглощения) относительно исходных значений резонансных полей кубического и гексагонального центров $r = H(0) - H_r/H_k - H_r$ и по величине параметра асимметрии производной сигнала поглощения, равного отношению амплитуды в максимуме к амплитуде в минимуме $A = I_{\max}/I_{\min}$, где $I = P'/P_0$, найдем величины $\alpha^{-1} = W_{k.r.}T_1$ и $\beta^{-1} = W_{r.k.}T_1$ и их температурную зависимость. Для этого были определены экспериментальные значения параметров r и A в зависимости от температуры. С другой стороны, находя обычным образом положения экстремумов P/P_0 , ее производной P'/P_0 и значения амплитуд P'/P_0 в экстремумах, мы нашли следующие два соотношения:

$$\sqrt{\frac{r}{1-r}} = \frac{\alpha^2}{\beta^2} \frac{1+r^2\beta^2\delta_0^2}{1+(1-r)^2\delta^2\alpha^2}, \quad \sqrt{A} = \frac{\alpha^2}{\beta^2} \frac{1+\delta_0^2\beta^2}{1+\delta_0^2\alpha^2}, \quad (9)$$

где параметр $\delta_0 = 3.43$ равен отношению разности резонансных полей гексагонального и кубического центров к ширине сверхтонкой компоненты спектра ЭПР кубического центра в отсутствие прыжкового движения.

Величины отношений скоростей прыжкового обмена к скорости спин-решеточной релаксации азота в зависимости от температуры в 4HSiC

	Т, К						
	4.6	4.7	5.3	6.7	7.4	16.3	24.2
$W_{\text{к.г.}} T_1$	2.50	2.69	5.56	25.64	28.57	10.0	5.0
$W_{\text{г.к.}} T_1$	2.78	2.87	5.88	23.80	27.78	9.0	4.54

Из совместного решения уравнений (9) и экспериментальных значений τ и A находим α^{-1} , β^{-1} и их зависимость от температуры (табл. 2).

Проанализируем температурные зависимости $\alpha^{-1}(T)$ и $\beta^{-1}(T)$. При большой концентрации доноров в области низких температур спин-решеточная релаксация донорных спинов не зависит от температуры, так что при $T < 7$ К кривые рис. 5 представляют температурную зависимость скоростей прыжков $W_{\text{к.г.}}^{-1}$ и $W_{\text{г.к.}}^{-1}$, а при $T > 10$ К определяющую роль играет температурная зависимость скорости спин-решеточной релаксации в двухфононном рамановском процессе. По положению максимума на кривой мы определили показатель степени в температурном законе рамановского процесса. На рис. 5 изображена расчетная кривая α^{-1} , вычисленная с помощью формулы

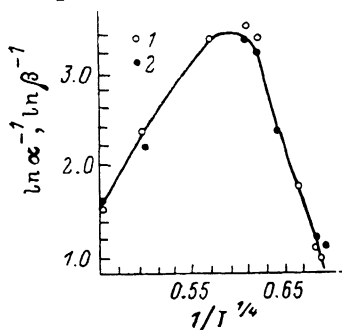


Рис. 5. Температурная зависимость величин $\alpha^{-1} = W_{\text{к.г.}}^{-1} T_1$ (1) и $\beta^{-1} = W_{\text{г.к.}}^{-1} T_1$ (2), полученных из экспериментальных данных. Линия — рассчитанная по формуле (10) α^{-1} .

$$W_{\text{к.г.}} T_1 = \{2 \cdot 10^{11} \exp[-(T_0/T)^{1/4}]\} / (1 + 6 \cdot 10^{-7} T^7), \quad (10)$$

где $T_0 = (36.7)^4 \text{ К} = 0.2 \cdot 10^8 \text{ К}$, что согласуется с типичными значениями T_0 в широкозонных полупроводниках [10]. Выражение (10) содержит в числителе температурную функцию прыжковой проводимости, а в знаменателе отражен рамановский процесс релаксации ($\sim T^7$).

Заметим, что в отличие от 6HSiC , в котором авторы [7] обнаружили температурный закон прыжковой проводимости ($\sim T^{0.5}$), в 4HSiC он $\sim T^{0.25}$. По-видимому, это различие обусловлено меньшей разностью в энергиях доноров в гексагональной и кубической позициях в 4HSiC по сравнению с 6HSiC .

Таким образом, ЭПР техника высокого разрешения позволила впервые по динамике температурных изменений в спектре ЭПР обнаружить и изучить детали процесса низкотемпературной прыжковой проводимости в карбиде кремния. Мы полагаем, что особый интерес представляет изучение особенностей прыжковой проводимости в таких политипах карбида кремния, как $6H$, $15R$ и других, содержащих несколько типов донорных центров.

Список литературы

- [1] Калабухова Е. Н., Кабдин Н. Н., Лукин С. Н. // ФТТ. 1987. Т. 29, № 8. С. 2532—2534.
- [2] Калабухова Е. Н., Кабдин Н. Н., Лукин С. Н., Петренко Т. Л. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2531—2532.
- [3] Калабухова Е. Н., Кабдин Н. Н., Лукин С. Н., Мохов Е. Н., Шавина Б. Д. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 50—59.
- [4] Вейнгер А. И. // ФТП. 1967. Т. 1. № 1. С. 20—25.
- [5] Зарицкий И. М., Шульман Л. А., Гейфман И. Н. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 1. С. 30—34.

- [6] Ruyneveld W. P., Loubser J. H. N. // Brit. J. Appl. Phys. 1966. V. 17. N 10. P. 1277—1283.
- [7] Алексеенко М. В., Вейнгер А. И., Забровский А. Г., Ильин В. А., Таиров Ю. М., Цветков В. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 6. С. 255—258.
- [8] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М., 1963.
- [9] Шанина Б. Д. Динамика двойного электронно-ядерного резонанса. Киев, 1983.
- [10] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
11 сентября 1989 г.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград
