

могут быть описаны в пределах однослойной модели с учетом дисперсии показателя преломления  $N=n-ik$  подложки. Однако особенности, наблюдаемые в высокотемпературных режимах (рис. 2, кривые 4—6), требуют привлечения более сложных моделей, например варизонной области с рекомбинационными центрами и поверхностным слоем  $\text{In}_2\text{O}_3$ , толщина которого превышает интерференционную.

В заключение отметим, что в пределах выбранных технологических режимов удается формировать гетероструктуры со слоем  $\text{In}_2\text{O}_3$ , имеющим геометрическую толщину  $30\div 70$  нм и показатель преломления  $n=2.12\div 2.14$  ( $k\approx 10^{-3}$ ), что приводит к просветлению гетероструктур в видимой области спектра, на которую приходится максимум интенсивности солнечного излучения.

#### Список литературы

- [1] Чопра К., Дас С. Тонкопленочные солнечные элементы. М., 1986. 440 с.
- [2] Медведкин Г. А., Амбразевичос Г. А., Яковенко А. А. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1987. № 2. С. 81—87.
- [3] Медведкин Г. А., Бекимбетов Р. Н., Макарова Т. Л., Смирнова А. Д., Соколова В. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 5. С. 960—964.
- [4] Kazmerski L. L., Hallerdt M., Ireland P. J., Mickelsen R. A., Chen W. S. // J. Vac. Sci. Techn. 1983. V. A1. N 2. P. 395—398.
- [5] Hollingsworth R. E., Sites J. R. // Proc. 18 IEEE Phot. Spec. Conf. N. Y., 1985. P. 1409—1412.
- [6] Колтун М. М. Селективные оптические поверхности преобразователей солнечной энергии. М., 1979. 215 с.

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

Получено 21.04.1988  
Принято к печати 7.12.1988

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

### ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЛИНИИ ЭПР В АМОРФНОМ КРЕМНИИ В ИНТЕРВАЛЕ $9\div 130$ ГГц

Бугай А. А., Зарицкий И. М., Лукин С. Н.,  
Неймарк Е. И., Кабдин Н. Н.

Оборванные ковалентные связи ( $D$ -центры) являются неотъемлемой частью аморфного состояния тетраэдрически координированных полупроводников. ЭПР спектроскопия  $D$ -центров дает важную информацию о микроструктуре областей их локализации. Это позволяет делать определенные выводы об особенностях формирования аморфного состояния и дефектообразовании, сопровождающем этот процесс [<sup>1-3</sup>].

В настоящей работе впервые проведено исследование ширины линии ЭПР ( $\Delta H_{pp}$ )  $D$ -центров в кремнии, аморфизированном ионной имплантацией, в широком интервале частот регистрации  $\nu=9\div 130$  ГГц с целью выяснения вклада различных уширяющих механизмов в  $\Delta H_{pp}$  и дальнейшей детализации особенностей дефектообразования в кремнии при ионной имплантации.

Исследовались образцы высокоомного кремния БМД-0.5Б, облученные ионами  $\text{As}^+$  с энергией 100 кэВ и дозой  $1.8\cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Концентрация  $D$ -центров с  $g$ -фактором ( $g=2.0055$ ) составляла в них  $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Измерения  $\Delta H_{pp}$  выполнены с помощью трех спектрометров ЭПР на четырех частотах наблюдения: 9.4, 35, 72 и 130 ГГц. Было установлено, что  $\Delta H_{pp}$  не зависит от  $T$  в интервале  $4.2\div 300$  К. Анализ формы линии ЭПР показал, что при  $\nu=9.4$  и 35 ГГц она является лоренцианом, при  $\nu=72$  ГГц — промежуточной между лоренцианом и гауссианом, при  $\nu=130$  ГГц — близкой к гауссиану. Экспериментальные данные зависимости  $\Delta H_{pp}(\nu)$  представлены на рисунке.

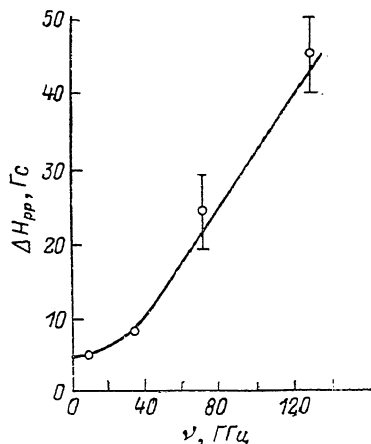
Наиболее интересной особенностью является нелинейность зависимости  $\Delta H_{pp}(\nu)$  при  $\nu < 35$  ГГц, указывающая на доминирование в этой области не зависящих от  $\nu$  механизмов уширения, не связанных с разбросом  $g$ -фактора. Это означает, что для описания приведенных данных не применимо используемое, например, для  $a$ -Si : H приближенное выражение вида [3]

$$\Delta H_{pp}^{(\nu_j)} \simeq \Delta H_{pp}^{(\nu_i)} + \frac{\nu_j}{\nu_i} \Delta H_{pp}^{(\nu_i)}(g), \quad (1)$$

справедливое для лоренцевской формы линии и позволяющее элементарно выделить вклад в  $\Delta H_{pp}$  от разброса  $g$ -фактора  $\Delta H_{pp}(g)$  на частоте измерения  $\nu_i$  при переходе в более высокочастотный диапазон измерения с  $\nu_j > \nu_i$ .

Для описания экспериментальных данных воспользуемся кластерной моделью распределения оборванных связей [1], вводя следующие предположения:

1) в исследуемом материале имеются пространственно изолированные кластеры парамагнитных дефектов ( $D$ -центров), которые характеризуются лоренцевским распределением резонансных частот с шириной  $\delta_{\Delta}$ , не зависящих от внешнего магнитного поля  $H$ ; 2) в пределах кластера имеется разброс  $g$ -факторов по гауссовскому закону,<sup>1</sup> приводящий к дополнительному неоднородному уширению  $\delta_{\Delta g}$ , линейно зависящему от  $H$  ( $\Delta g$ -механизм); другие уширяющие механизмы в пределах кластера [магнитный диполь-дипольный ( $\delta_{d-d}$ ), сверхтон-



Частотная зависимость ширины линии ЭПР  $D$ -центров в кремнии, аморфизированном полной имплантацией.

Сплошная линия — аппроксимация по формуле (3).

кий ( $\delta_{ct}$ ) с ядрами  $^{29}\text{Si}$  и др.] приводят к остаточной «статической» ширине кластера; 3) результирующая ширина линии ЭПР кластера (ширина спин-пакета) формируется с учетом обменного взаимодействия  $D$ -центров в кластере, приводящего к усреднению статических механизмов уширения, указанных в п. 2, и не затрагивающего основного неоднородного уширения, указанного в п. 1. Эффективность обменного сужения по отношению к  $\Delta g$ -механизму существенно зависит от величины внешнего магнитного поля, что, как будет видно из дальнейшего расчета, и определяет нелинейность зависимости  $\Delta H_{pp}(\nu)$  в области относительно низких частот (или резонансных полей) наблюдения.

Для случая произвольного значения обменного поля  $H_e$  форма и ширина спин-пакета были рассчитаны численно в соответствии с [4] с гауссовской случайной функцией корреляции. Результаты расчета с хорошей степенью точности удалось аппроксимировать следующим выражением:

$$\delta_{pp} = \frac{\delta_{ct}^2}{\delta_{pp} + H_e^*}, \quad (2)$$

где  $\delta_{ct}^2 \simeq \delta_{\Delta g}^2 + \delta_{d-d}^2 + \delta_{ct}^2$ ,  $\delta_{\Delta g} = b\nu$ ,  $\delta_{pp}$  — ширина спин-пакета (между пиками производной линии ЭПР),  $H_e^* = 3.46H_e$ ,  $H_e$  — «истинное» обменное поле.

Результирующая форма линии ЭПР является сверткой формы обменно-суженного спин-пакета (2) с распределением разброса резонансных частот

<sup>1</sup> Разброс  $g$ -факторов возникает вследствие случайного разброса параметров гибридизации волновой функции  $D$ -центров, констант спин-орбитального взаимодействия и энергий связи [3].

кластеров. Ширина этой свертки, которая и является шириной наблюдаемой линии ЭПР, может быть аналогично [5] аппроксимирована в виде

$$\Delta H_{pp} \approx \delta_{\pm} + \frac{\delta_{\text{ст}}^2}{\Delta H_{pp} + H_e^*}, \quad (3)$$

(3) переходит в известные формулы свертки двух лоренцианов при  $H_e^* \gg \delta_{\text{ст}}$  и лоренциана с гауссианом при обратном соотношении.

На рисунке представлена аппроксимация экспериментальных данных с помощью (3) со следующими подгоночными параметрами:  $\delta_{\pm} \approx 5$  Гс,  $H_e^* \approx 9$  Гс,  $b \approx 0.4$  Гс/ГГц. Хорошее согласие с экспериментом свидетельствует в пользу кластерной модели распределения  $D$ -центров. Экспериментально наблюдаемое изменение формы линии с ростом  $\nu$  тоже согласуется с (3). Видно также, что нелинейность зависимости  $\Delta H_{pp}(\nu)$  связана с изменением соотношения между  $H_e^*$  и  $\delta_{\pm g} = b\nu$  с ростом  $\nu$ :  $H_e^* \gg b\nu$  при  $\nu \leq 35$  ГГц и  $H_e^* \leq b\nu$  при  $\nu \geq 70$  ГГц. Коэффициент  $b$  характеризует ширину распределения  $g$ -факторов в пределах кластера:  $\Delta g \approx bg^2 \mu_B / h \approx 2 \cdot 10^{-3}$ . Были оценены также вклады различных механизмов уширения в  $\delta_{pp}$  при  $\nu = 9.4$  ГГц:  $\delta_{\text{д-л}}^2 / H_e^* \approx 1$  Гс,  $\delta_{\pm g}^2 / H_e^* \approx 0.5$  Гс,  $\delta_{\text{ств}}^2 / H_e^* \approx 0.2$  Гс. Результирующая ширина спин-пакета  $\delta_{pp} \approx 1.7$  Гс близка к измеренной в [1] методом непрерывного насыщения.

Представленные результаты являются независимым подтверждением кластерной модели [1] распределения оборванных связей в кремнии, аморфизированном ионной имплантацией, для которого, как и для  $a$ -Si, полученное методами радиочастотного распыления или испарения, характерно сосуществование высокой плотности  $D$ -центров с неоднородным уширением линии ЭПР.

#### Список литературы

- [1] Бугай А. А., Зарицкий И. М., Концид А. А., Лысенко В. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 2. С. 257—262.
- [2] Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Смирнов Л. С. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 9. С. 1700—1705.
- [3] Dersch H., Stuke J., Beichler J. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 1. P. 265—274. Movaghar B., Schweitzer L., Overhof H. // Phil. Mag. B. 1978. V. 37. N 6. P. 683—702.
- [4] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М., 1963. 551 с.
- [5] Вугмейстер Б. Е., Глинчук М. Д., Кондакова И. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 2. С. 543—545.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получено 10.05.1988  
Принято к печати 7.12.1988

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

## ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПРИМЕСИ ХРОМА В ТЕЛЛУРИДЕ СВИНЦА

Лашкарев Г. В., Бродовой А. В., Радченко М. В.,  
Колесник С. П., Вертелецкий П. В.

Легирование узкощелевых полупроводников элементами с незаполненными  $d$ -оболочками дает возможность исследовать магнитное состояние примесных атомов в матричном кристалле. Такие элементы могут сохранять собственный магнитный момент в диамагнитной матрице. Поэтому, используя чувствительность таких образцов к магнитному полю, можно исследовать состояние примеси в зависимости от концентрации, температуры и условий термообработки.

В настоящей работе изучено влияние хрома на электрические и магнитные свойства  $PbTe$  с помощью комплекса методов, включающего исследования магнитной восприимчивости (МВ), коэффициента Холла ( $R$ ), термоэдс ( $\alpha$ ), ЭПР.