

- [10] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М., 1983. С. 218.
 [11] Парасмян Т. К., Хасанов С. С., Шехтман В. Ш. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1665—1668.

Институт физики твердого тела
 и полупроводников АН Белоруссии
 Минск

Поступило в Редакцию
 16 декабря 1991 г.

УДК 621.315

© Физика твердого тела, том 34, № 6, 1992
 Solid State Physics, vol. 34, N 6, 1992

МЕТАСТАБИЛЬНОСТЬ ОПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕРНЫХ МОМЕНТОВ В КРЕМНИИ

Н. Т. Баграев, И. С. Половцев, А. Юсупов

Цинк в кремнии проявляет акцепторные свойства и формирует два взаимосвязанных глубоких уровня [1, 2]. По данным фотоемкостной спектроскопии и фото-ЭПР [3-5], изолированный центр цинка представляет собой negative-U дефект, вследствие чего парамагнитное Zn⁻-состояние нестабильно и спонтанно диссоциирует в решетке кремния



При этом перезарядка дефекта сопровождается туннелированием центра между позициями различной симметрии (Zn⁻-C_{3v}, Zn⁻-C_{2v}, Zn⁰-D_{2d}) [6]. В пользу туннельной природы изолированного центра цинка свидетельствует также несовпадение значений энергий уровней, полученных из холловских, DLTS и фотоемкостных измерений [1-3, 6-9]. Кроме того, энергии термо- и фотоионизации данного центра изменяются за счет эффекта Штарка в условиях внешнего электрического поля [6], что затрудняет интерпретацию результатов, полученных с помощью электрофизических методик. В настоящей работе поведение изолированного центра цинка изучалось методом оптической поляризации ядерных моментов (ОПЯ) [5, 10, 11], которая дает возможность исследовать процессы перезарядки точечного дефекта в отсутствие электрического поля.

В работе использовались образцы кремния n-типа с исходным удельным сопротивлением 10 Ом·см. Цинк вводился путем высокотемпературной диффузии (1100 °С) с последующей закалкой образцов в масле. После легирования образцы изменяли тип проводимости.

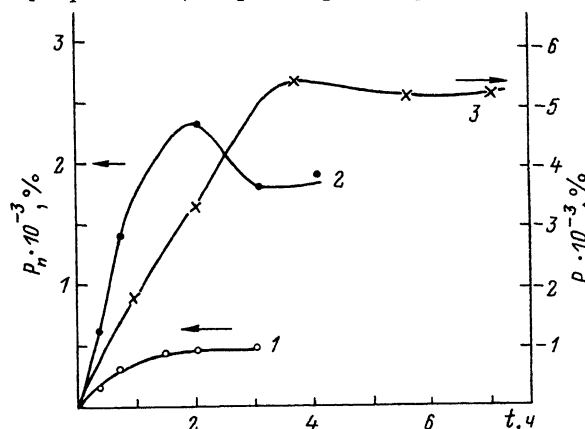


Рис. 1. Зависимость степени ОПЯ от времени оптической накачки в кремнии, содержащем центры фосфора и цинка. $H_0 = 1$ (1), 5 (2), 50 Э (3).

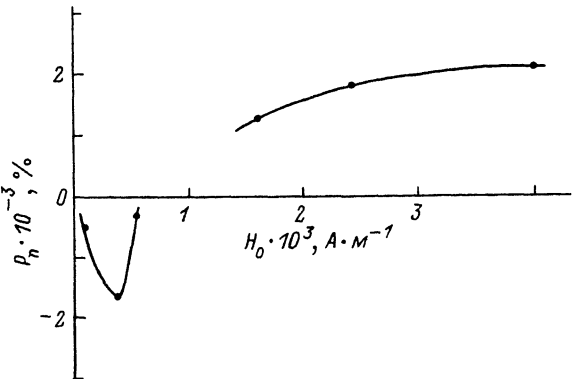


Рис. 2. Зависимость степени ОПЯ от величины внешнего магнитного поля в кремнии, содержащем центры фосфора и цинка.

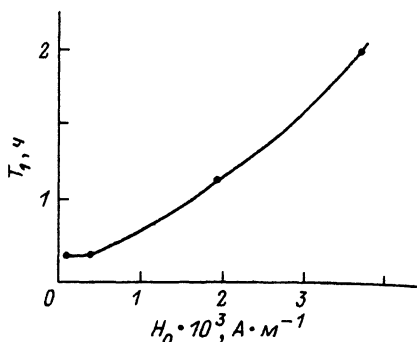


Рис. 3. Зависимость времени ядерной спин-решеточной релаксации от величины внешнего магнитного поля в кремнии, содержащем центры фосфора и цинка.

Облучение производилось при $T = 77$ К циркулярно-поляризованным светом лампы накаливания мощностью 1 кВт в продольном магнитном поле. После выключения света образец переносился в магнит ЯМР-радиоспектрометра, где по усилению сигнала ЯМР регистрировалась возникающая при оптической накачке намагниченность ядер ^{29}Si . Степень ОПЯ определялась путем измерения амплитуды сигнала ЯМР. Зависимости степени ОПЯ в образцах кремния, легированного цинком, от времени оптической накачки в разных магнитных полях представлены на рис. 1.

В ходе оптической накачки межзонным циркулярно-поляризованным светом в условиях рекомбинации электронов и дырок образуются поляризованные мелкие и глубокие донорные центры, которые путем сверхтонкого взаимодействия поляризуют окружающие ядра ^{29}Si решетки кремния [5, 10, 11]. Далее ОПЯ распространяется на весь объем кристалла за счет ядерной спиновой диффузии [5, 10]. В случае однородного распределения примесных центров в объеме кристалла кинетика ОПЯ описывается экспоненциальной зависимостью [5]

$$P_n = P_{nm} [1 - \exp(-t/T_1)], \quad (2)$$

где P_{nm} — предельная степень ядерной поляризации в объеме кристалла [5], T_1 — время релаксации ядер ^{29}Si с учетом ядерной спиновой диффузии [10, 11]. Соответствующие полевые зависимости P_{nm} и T_1 представлены на рис. 2, 3.

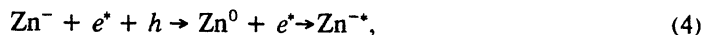
В кремнии, содержащем глубокие уровни в запрещенной зоне, поляризация окружающих примесный центр ядер ^{29}Si происходит за счет диполь-дипольного сверхтонкого взаимодействия ($P_{nm\text{Zn}^-} > 0$) [11]. В случае мелких донорных центров в механизме поляризации ядер решетки доминирует контактное сверхтонкое взаимодействие, что приводит к противоположному направлению ядерной намагниченности ($P_{nm\text{P}^0} < 0$) (рис. 1, 2) [10]. Поэтому поведение степени ОПЯ в кремнии, содержащем мелкие и глубокие примеси, определяется вкладом двух вышеописанных процессов [10, 11]

$$P_{nm} = P_{nm\text{Zn}^-} + P_{nm\text{P}^0}. \quad (3)$$

Следует отметить, что диполь-дипольное взаимодействие оказывает определяющее влияние на степень ОПЯ в слабых магнитных полях (рис. 2) [10]. Яркой

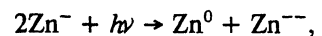
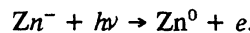
демонстрацией смены механизмов ядерной спин-решеточной релаксации при увеличении магнитного поля является полевая зависимость T_1 (рис. 3).

В кремнии, легированном цинком, в процессе рекомбинации дырок и оптически поляризованных электронов образуется поляризованный парамагнитный Zn^- -центр



индуцирующий, как уже отмечалось выше, поляризацию окружающих ядер ^{29}Si . Поскольку диполь-дипольное взаимодействие доминирует в слабых магнитных полях, глубокий примесный центр цинка является ответственным за возникновение ОПЯ в диапазоне магнитных полей $H_0 < 10$ Э (рис. 2). При $H_0 > 10$ Э доминирующий вклад в ОПЯ дают мелкие доноры фосфора, которые поляризуют окружающие ядра ^{29}Si за счет контактного взаимодействия ($P_{nm} < 0$) (рис. 2).

С увеличением времени оптической накачки было обнаружено аномальное уменьшение степени ОПЯ (рис. 1, кривая 2). Данный эффект обусловлен фотостимулированной диссоциацией парамагнитного Zn^- -состояния вследствие туннельной природы центра цинка [6]



что приводит к возрастанию времени ядерной спин-решеточной релаксации (T_1) (рис. 1, кривая 2). Кроме того, метастабильное состояние $Zn^0 + Zn^-$, индуцированное оптической накачкой, сильно снижает время жизни неравновесных носителей из-за интенсификации Оже-рекомбинации [6]. В этих условиях автоматически уменьшается степень заполнения Zn^- -состояния поляризованными электронами, что приводит к наблюдаемому спаду P_{nm} при больших временах оптической накачки (рис. 1, кривая 2).

Таким образом, установлено, что в слабых магнитных полях ($H_0 < 10$ Э) в кремнии, легированном цинком, ОПЯ обусловлена диполь-дипольным взаимодействием поляризованных примесных центров цинка с окружающими ядрами решетки ^{29}Si . С увеличением магнитного поля ($H_0 > 10$ Э) доминирующий вклад в ОПЯ дает контактное взаимодействие, индуцированное наличием мелких доноров фосфора. Обнаружен эффект аномального исчезновения ОПЯ при длительной оптической накачке, который возникает вследствие фотодиссоциации парамагнитного состояния изолированного центра.

Список литературы

- [1] Fuller C. S., Morin F. J. // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 397.
- [2] Carlson R. O. // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 1390—1393.
- [3] Altink H. E., Bagraev N. T., Gregorkiewicz T., Ammerlaan C. A. J. // Proc. of 20th International Conference on the Physics of Semiconductors / Ed. E. M. Anastassakis, J. D. Ioannopoulos. World Scientific, 1990. P. 589—594.
- [4] Altink H. E., Gregorkiewicz T., Ammerlaan C. A. J. // Sol. St. Commun. 1990. V. 75. № 2. P. 115—120.
- [5] Bagraev N. T. // Hyperfine Interactions of Defects in Semiconductors / Ed. G. Langoushe. North Holland.
- [6] Баграев Н. Т., Мирсаатов Р. М., Половцев И. С., Юсупов А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 3. С. 870—879.

- [7] Herman J. M., Sah C. T. // Phys. Stat. Sol. (a). 1974. V. 14. P. 405—410.
 [8] Herman J. M., Sah C. T. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 3. P. 1259—1267.
 [9] Wang. C. Alex., Luke Su Lu, Sah C. T. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 10. P. 5896—5899.
 [10] Баграев Н. Т., Власенко Л. С. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 1. С. 120—133.
 [11] Баграев Н. Т., Власенко Л. С. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 1743—1754.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе РАН
 Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
 27 декабря 1991 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 6, 1992
 Solid State Physics, vol. 34, N 6, 1992

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ЧАСТОТ АНОМАЛЬНОГО СКИН-ЭФФЕКТА

М. Е. Чоговадзе

1. В работе [1] утверждалось, что в области частот аномального скин-эффекта существует диапазон, где поверхностные электромагнитные волны испытывают сильное затухание. На границе изотропная среда—вакуум такие волны могут существовать только в областях частот инерционного и нормального скин-эффектов; в области же частот аномального скин-эффекта поле поверхностной волны испытывает дебаевскую экранировку как в среде, так и в вакууме. Это утверждение неверно. Ошибка вызвана неправомерным пренебрежением большим членом в подынтегральном выражении дисперсионного уравнения для поверхностных волн на границе раздела изотропная плазменная среда—вакуум [2]

$$\sqrt{\frac{k_z^2 c^2}{\omega^2} - 1} + \frac{2\omega}{\pi c} \int_0^\infty \frac{dk_x}{k^2} \left[\frac{k_z^2 c^2}{\omega^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} - \frac{k_x^2 c^2}{k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon^{\text{tr}}(\omega, \mathbf{k})} \right] = 0. \quad (1)$$

Заметим, что границей раздела двух сред является плоскость $x = 0$. Изотропная среда занимает полупространство $x > 0$, а вакуум $x < 0$.

В условиях, когда пространственная дисперсия существенна, т. е. в области частот, в которой

$$|\omega + i\nu_e| \ll kv_0, \quad (2)$$

где ν_e — частота столкновений электронов среды, v_0 — скорость хаотического движения носителей заряда (тепловая скорость либо скорость Ферми), \mathbf{k} — волновой вектор, продольная и поперечная диэлектрические проницаемости среды $\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})$ и $\varepsilon^{\text{tr}}(\omega, \mathbf{k})$ определяются выражениями

$$\varepsilon^l = 1 + \frac{1}{k^2 r_D^2},$$