

## 08 Магниторезистивный эффект на переменном токе в устройстве на основе структуры кремний на изоляторе

© Д.А. Смоляков, М.В. Рауцкий, А.С. Тарасов

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия  
E-mail: sda88@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 25 октября 2024 г.

В окончательной редакции 10 декабря 2024 г.

Принято к публикации 12 декабря 2024 г.

Представлены результаты исследований структуры кремний на изоляторе Fe/Si/SiO<sub>2</sub>/p-Si и изготовленного на ее основе простейшего устройства в виде сдвоенного диода Шоттки. Обнаружено влияние внешнего магнитного поля. Получены значения магнитосопротивления на переменном токе до 500% в поле 1.5 Т и до 3500% в поле 9 Т. Данный эффект объясняется наличием примесных состояний на интерфейсе диэлектрик/полупроводник и процессом их перезарядки. Определены энергии данных состояний.

**Ключевые слова:** магнитосопротивление, структуры кремний на изоляторе, диод Шоттки, магнитное поле, примесные состояния.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.08.60155.20166

Одним из главных компонентов современной электроники являются полупроводниковые структуры. Они широко применяются для изготовления различных устройств микроэлектроники, таких как диоды [1] или транзисторы [2]. Развитием кремниевой технологии стали структуры кремний на изоляторе (КНИ), которые сегодня используются в самых различных областях. Помимо микроэлектроники они находят применение в области кремниевой фотоники [3] или при изготовлении биосенсоров [4]. Важное место занимают исследования магниторезистивных эффектов для КНИ-структур, что дает возможности для изготовления, например, датчиков магнитного поля [5]. Именно этим и обусловлены исследования, представленные в настоящей работе.

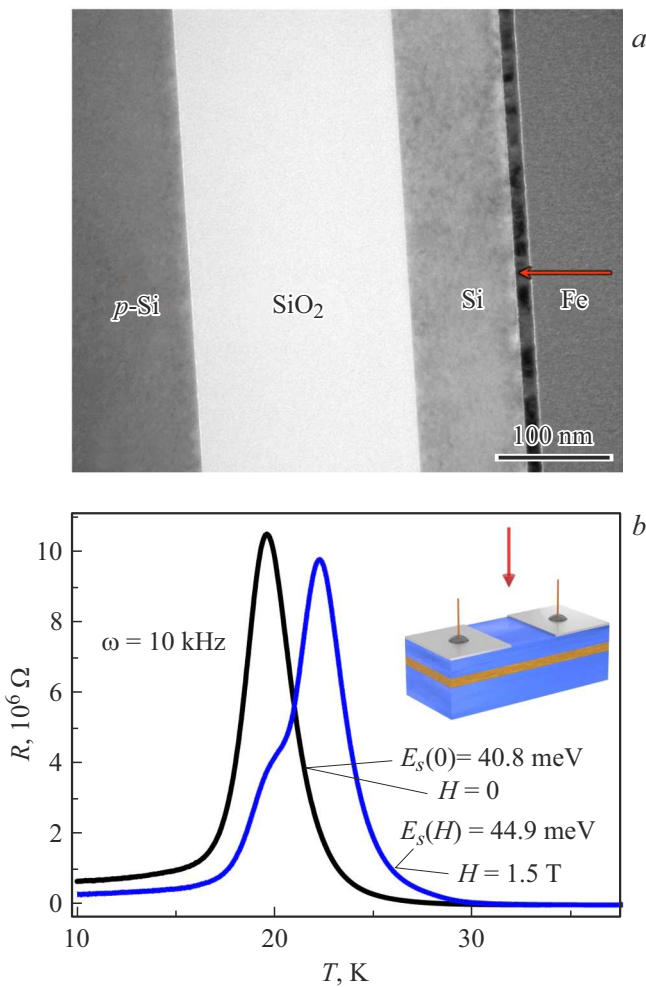
Для эксперимента были изготовлены КНИ-структура и устройство, представляющее собой сдвоенный диод Шоттки. Для этого подложка с допированным бором слоем p-Si(100) с удельным сопротивлением 18 Ω·см химически очищалась [6], после отжигалась в сверхвысоком вакууме (остаточное давление 10<sup>-8</sup> Па) при температуре 400 °С в течение 30 min для удаления естественного оксида с поверхности Si. Далее образец помещался в ростовую камеру для нанесения поликристаллической пленки Fe методом термического испарения. На рис. 1, *a* показано поперечное сечение структуры, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Окончательная структура состоит из подложки p-Si толщиной 350 μm, слоя захороненного оксида (SiO<sub>2</sub>) толщиной 200 nm, кремния на изоляторе толщиной 100 nm и пленки железа толщиной 14 nm. Видно, что структурные слои довольно гладкие и имеют резкие границы без интердиффузии.

Исследования проводились двухконтактным методом на установке для измерения физических свойств Quantum Design Physical Property Measurement System

(PPMS-9). На образце размером 3 × 5 mm контакты были нанесены на пленку Fe. Металлическая пленка была вытравлена в центре для образования двух металлических контактов на поверхности слоя Si. Расстояние между контактами Fe составляло 3 mm. Площадь контактных площадок 1 mm<sup>2</sup>. Схема устройства представлена на вставке к рис. 1, *b*. Измерения выполнялись при температурах от 5 до 270 К во внешнем магнитном поле до 9 Т на переменном токе с использованием LCR-метра Agilent E4980A в диапазоне частот от 20 Hz до 2 MHz. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца.

При исследовании температурных зависимостей  $R(T)$  действительной части импеданса  $Z = R + iX$  ниже 40 К была обнаружена особенность в виде высокоинтенсивного пика (рис. 1, *b*). Под действием магнитного поля  $H$  этот пик смещается в сторону более высоких температур. Смещение составляет около 3 К в магнитном поле 1.5 Т.

Данная особенность импеданса или адмиттанса хорошо известна и связана с задержкой перезарядки примесных состояний, локализованных на интерфейсе диэлектрик/полупроводник [7]. Когда при определенной температуре уровень Ферми  $E_F$  начинает пересекать уровни энергии поверхностных состояний  $E_s$ , переменное напряжение  $V_{ac}$  через структуру модулирует положение  $E_s$  относительно  $E_F$ , инициируя захват/эмиссию электронов из интерфейсных центров в разрешенную зону  $E_v$  (рис. 2, *a*). Максимум на температурной зависимости  $R(T)$  возникает при условии  $\omega\langle\tau_0\rangle = 1$ , где  $\omega = 2\pi f$  — угловая частота переменного напряжения  $V_{ac}$ ,  $\langle\tau_0\rangle$  — среднее время релаксации процесса перезарядки интерфейсных состояний. Под действием внешнего магнитного поля  $H$  пик смещается в область более высоких температур, поскольку поле влияет на



**Рис. 1.** *a* — ПЭМ-изображение полученной структуры Fe/Si/SiO<sub>2</sub>/p-Si; *b* — температурная зависимость  $R(T)$  действительной части импеданса при частоте переменного тока 10 kHz без поля и в поле 1.5 Т. На вставке — схематичное представление устройства в виде сдвоенного диода Шоттки.

энергетический спектр локализованных состояний на интерфейсе. Магнитное поле смещает энергетические уровни интерфейсных состояний в сторону более высоких энергий (к центру запрещенной зоны) относительно краев зон полупроводника. В этом случае уровень Ферми пересекает энергетические уровни интерфейсных состояний при более высоких температурах по сравнению со случаем без поля [8].

Также можно заметить при температуре около 20 К небольшой перегиб на пике в магнитном поле, что свидетельствует о наличии еще одного пика. Это можно объяснить тем, что в интерфейсе могут существовать различные локализованные состояния с разными энергиями и концентрациями. Небольшая разница в энергиях уровней может указывать на то, что последние имеют одинаковую природу, но немного различаются локальным окружением. Другая интерпретация возникновения нескольких уровней в магнитном поле — расщепление

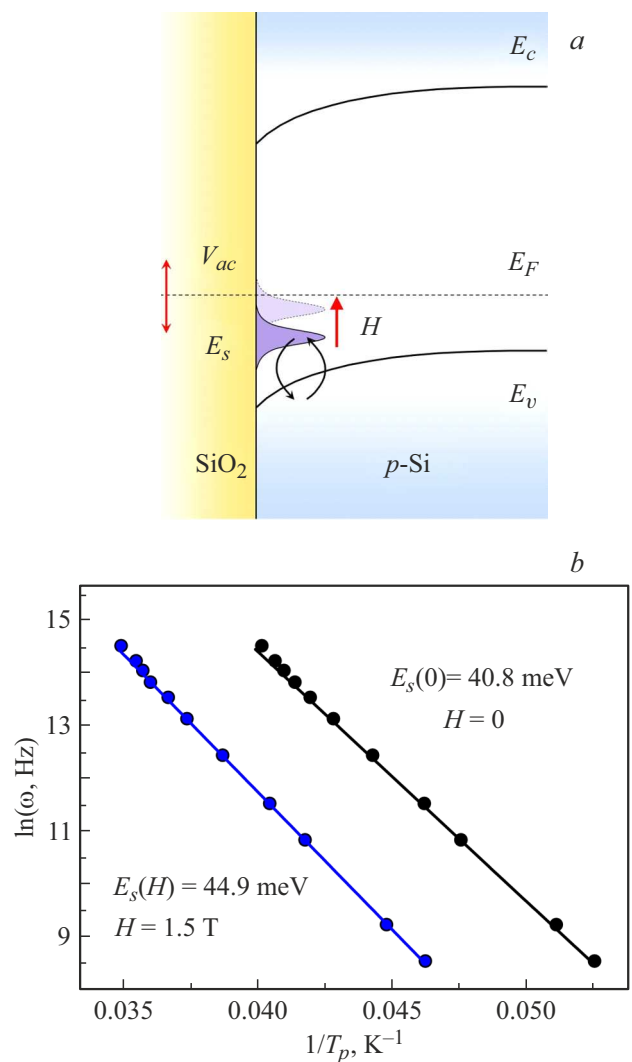
Зеемана и/или расщепление на нижнюю и верхнюю подзоны Хаббарда [9].

Энергии примесных состояний оценивались с использованием уравнения [10]:

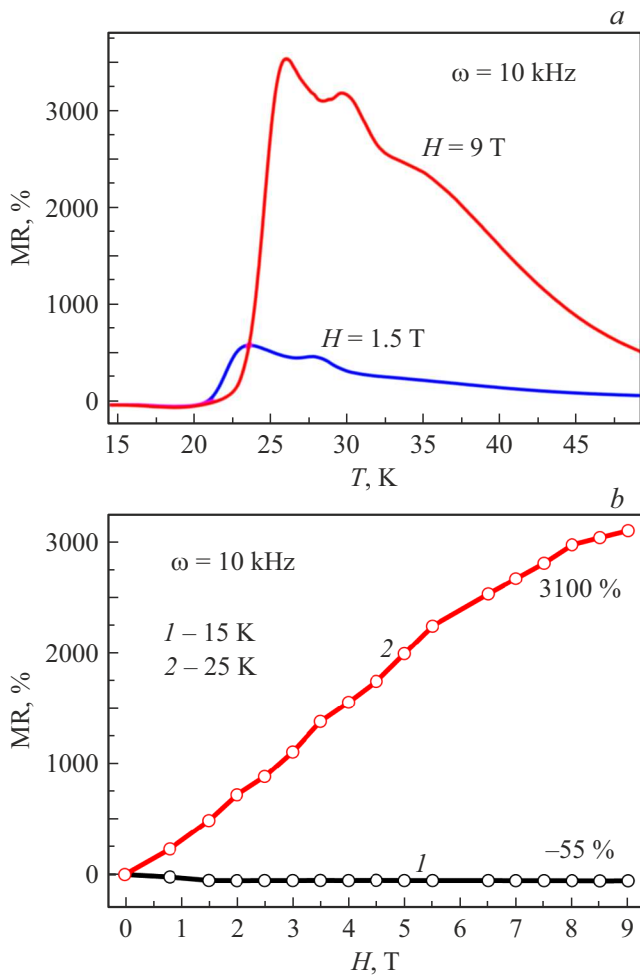
$$\ln \omega = \ln(1/\langle \tau_0 \rangle) - E_s/(k_B T_p), \quad (1)$$

где  $T_p$  — температура максимума пика  $R(T)$  при частоте  $\omega$ ,  $\langle \tau_0 \rangle$  — среднее время релаксации,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Значение энергии оценивалось с помощью линейной подгонки экспериментальной зависимости  $\ln \omega$  от  $1/T_p$  и извлечения наклона подгоночной линии (рис. 2, *b*).

Полученные энергии примесных состояний составляют  $E_s(0) = 40.8$  meV для нулевого магнитного поля и  $E_s(H) = 44.9$  meV для  $H = 1.5$  Т. Эти значения хорошо согласуются с энергией примеси бора для подложки



**Рис. 2.** *a* — схематичное представление зонной диаграммы образца.  $E_F$  — уровень Ферми,  $E_s$  — уровень примесных состояний,  $V_{ac}$  — приложенное переменное напряжение. *b* — зависимости  $\ln \omega$  от обратной температуры максимума пика  $1/T_p$ , построенные для определения уровней энергии примесных состояний без поля и в поле  $H = 1.5$  Т.



**Рис. 3.** *a* — температурная зависимость магнитосопротивления (MR) при частоте переменного тока 10 kHz в поле 1.5 и 9 Т; *b* — полевая зависимость магнитосопротивления для температур 15 и 25 К.

*p*-типа [11]. Рассчитанное на основе эксперимента расщепление уровня ( $\Delta E$ ) составляет около 4 meV, в то время как стандартное расщепление Зеемана порядка 0.1 meV для  $s = 1/2$  и  $H = 1.5$  Т. Энергия Зеемана оценивалась с помощью соотношения

$$\Delta E_Z = g\mu_B H J, \quad (2)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  — фактор Ланде,  $J$  — полный угловой момент электрона. Явное разделение пика в магнитном поле (рис. 1, *b*) может служить подтверждением предложенного нами ранее механизма влияния магнитного поля на энергетический спектр локализованных состояний — аномального эффекта Зеемана [12]. Увеличение  $\Delta E$ , вероятно, обусловлено обменным взаимодействием с *d*-электронами железа, а также электрическим полем в полностью обедненном слое кремния на изоляторе.

Из-за эффекта влияния магнитного поля на процесс перезарядки при фиксированной температуре во внеш-

нем магнитном поле будем наблюдать разные значения сопротивления на зависимости  $R(T)$ . Благодаря этому можем оценить значения магнитосопротивления (MR)

$$MR = 100 \cdot ((R(H) - R(0))/R(0)), \quad (3)$$

где  $R(H)$  — сопротивление в магнитном поле, а  $R(0)$  — сопротивление в нулевом поле.

При воздействии магнитного поля 1.5 Т на частоте переменного тока 10 kHz магнитосопротивление достигает 500%. Однако если приложить магнитное поле  $H = 9$  Т, то MR возрастает до 3500% (рис. 3, *a*). Относительно высокие значения MR при температуре выше 40 К, т.е. не в области пика, наиболее вероятно связаны с простым действием силы Лоренца на компоненту тока, перпендикулярную магнитному полю. На полевой зависимости магнитосопротивления можно наблюдать изменения кривых при 15 и 25 К до и после пика соответственно (рис. 3, *b*). Для кривой при 25 К MR растет практически линейно с максимальным значением 3100%, а для 15 К наблюдается отрицательное магнитосопротивление до 55%. Это объясняется сдвигом пика с увеличением магнитного поля в область более высоких температур. Для левого крыла пика значения сопротивления  $R$  из-за этого уменьшаются, но не более чем до определенного значения, в то время как для правого крыла линейно растут.

Таким образом, была синтезирована КНИ-структура Fe/Si/SiO<sub>2</sub>/p-Si и на ее основе изготовлено простейшее устройство в виде сдвоенного диода Шоттки. Обнаружены особенности в виде пиков на температурных зависимостях  $R(T)$  действительной части импеданса и под действием внешнего магнитного поля  $H$  их сдвиг в область более высоких температур. Наличие таких особенностей и их поведение объясняются присутствием примесных состояний на интерфейсе диэлектрик/полупроводник и процессом их перезарядки. Определены энергии примесных состояний  $E_s(0) = 40.8$  meV для нулевого магнитного поля и  $E_s(H) = 44.9$  meV для поля  $H = 1.5$  Т. За счет этого можно наблюдать магнитосопротивление в поле  $H = 9$  Т до 3500%.

### Благодарности

Авторы благодарят Красноярский региональный центр коллективного пользования ФИЦ КИЦ СО РАН за предоставление оборудования для исследования электронной микроскопии и магнитных свойств.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках научной тематики государственного задания Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] J.Y. Lin, J.G. Hwu, IEEE Trans. Electron. Dev., **68** (9), 4189 (2021). DOI: 10.1109/TED.2021.3095052
- [2] Z. Zhen, Q. Wang, Y. Qin, C. Chen, J. Xu, L. Jiang, H. Xiao, Q. Wang, X. Wang, C. Feng, Phys. Status Solidi A, **219** (10), 2200010 (2022). DOI: 10.1002/pssa.202200010
- [3] A. Rizzo, U. Dave, A. Novick, A. Freitas, S.P. Roberts, A. James, M. Lipson, K. Bergman, Opt. Lett., **48** (2), 215 (2023). DOI: 10.1364/OL.476873
- [4] V. Generalov, A. Cheremiskina, A. Glukhov, V. Grabezova, M. Kruchinina, A. Safatov, Sensors, **23** (17), 7490 (2023). DOI: 10.3390/s23177490
- [5] В.Н. Мордкович, К.К. Абгарян, Д.Л. Ревизников, А.В. Леонов, Изв. вузов. Материалы электронной техники, **23** (2), 109 (2020). DOI: 10.17073/1609-3577-2020-2-109-115
- [6] A. Ishizaka, Y. Shiraki, J. Electrochem. Soc., **133**, 666 (1986). DOI: 10.1149/1.2108651
- [7] A.R. Peaker, V.P. Markevich, J. Coutinho, J. Appl. Phys., **123** (16), 161559 (2018). DOI: 10.1063/1.5011327
- [8] D.A. Smolyakov, A.S. Tarasov, I.A. Yakovlev, M.N. Volochaev, Semiconductors, **53** (14), 1964 (2019). DOI: 10.1134/S1063782619140215
- [9] E. Prati, K. Kumagai, M. Hori, Sci. Rep., **6**, 19704 (2016). DOI: 10.1038/srep19704.
- [10] D.L. Losee, J. Appl. Phys., **46** (5), 2204 (1975). DOI: 10.1063/1.321865.
- [11] S.M. Sze, Y. Li, K.N. Kwok, *Physics of semiconductor devices* (John Wiley & Sons, 2007).
- [12] Д.А. Смоляков, М.В. Рауцкий, И.А. Бондарев, И.А. Яковлев, С.Г. Овчинников, Н.В. Волков, А.С. Тарасов, ЖЭТФ, **162** (3), 432 (2022). DOI: 10.31857/S0044451022090176 [D.A. Smolyakov, M.V. Rautskii, I.A. Bondarev, I.A. Yakovlev, S.G. Ovchinnikov, N.V. Volkov, A.S. Tarasov, JETP, **135** (3), 377 (2022). DOI: 10.1134/S1063776122090102].