

07

Особенности ионизации доноров кремния и рассеяние электронов в псевдоморфных квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs при сильном одностороннем δ -легировании

© Д.А. Сафонов¹, А.Н. Виниченко^{1,2}, Н.И. Каргин¹,
И.С. Васильевский¹

¹ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград,
Россия

E-mail: safonov.dan@mail.ru

Поступило в Редакцию 13 июня 2017 г.

Исследовано влияние концентрации кремния при одностороннем δ -легировании на электронные транспортные свойства псевдоморфных квантовых ям Al_{0.25}Ga_{0.75}As/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs в широком интервале температур (2.1–300 К), что позволило обеспечить высокую подвижность электронов при $T = 4.2$ К: до $35\,700\text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ при их концентрации в квантовой яме $2 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$. Описан зонный механизм ограничения ионизации доноров при возрастании легирования. Обоснован механизм немоного изменения подвижности электронов с ростом концентрации доноров кремния: увеличение подвижности связано с ростом импульса Ферми и экранированием, а последующий ее спад обусловлен туннельной деградацией спейсерного слоя при понижении потенциала зоны проводимости в области слоя δ -Si. Показано, что эффект не связан с заполнением верхней подзоны размерного квантования.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.04.45636.16915

Псевдоморфные квантовые ямы (КЯ) Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs имеют большое практическое значение для СВЧ-электроники. Несмотря на это, данный тип структур гораздо менее изучен с фундаментальной точки зрения. Например, рассматриваемые в ряде работ за-

висимости подвижности электронов от их концентрации и ограничения, связанные с легированием, имеют противоречивый характер.

По данным работ [1–3] в области слабого легирования (холловская концентрация $n_H < 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) отмечается возрастание подвижности электронов $\mu(n_H)$, выходящее на насыщение. Это объясняется рассеянием носителей заряда на легирующих примесях.

В исследованиях [4–6] в подобных структурах наблюдалось убывание подвижности двумерного электронного газа при высоких значениях n_H . Снижение подвижности объясняется рассеянием на удаленных ионизированных примесях, а также заполнением следующей подзоны размерного квантования [5,6] и вкладом рассеяния на большие углы, связанным с флуктуациями состава сплава в КЯ [6]. В работах [3,4,6] наблюдалась немонотонная зависимость $\mu(n_H)$, однако физические интерпретации такого поведения и слоевая геометрия гетероструктур различаются.

Большинство исследователей солидарно в том, что одним из основных вкладов в ограничение подвижности электронов является рассеяние на удаленных примесях, а также изменение профиля дна квантовой ямы на более плоский; уменьшение же подвижности предположительно обусловлено тем, что межподзонное рассеяние в этой области оказывает большее влияние на подвижность носителей, чем удаленные заряды.

Таким образом, объяснения как растущей, так и убывающей зависимости $\mu(n_H)$ при одном и том же температурно-независимом доминирующем механизме рассеяния электронов в псевдоморфных КЯ при изменении концентрации доноров в широких пределах все еще недостаточно обоснованы. Задача настоящей работы — исследование электрофизических характеристик псевдоморфных гетероструктур в широком диапазоне концентраций легирующей примеси.

В работе для проведения детального исследования методом молекулярно-лучевой эпитаксии была изготовлена серия из пяти экспериментальных образцов КЯ $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с верхним δ -легированием кремнием. Концентрация кремния изменялась в интервале $N_D = (1.64–15.8) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Толщина спейсера и КЯ составляли 5.3 и 10.5 нм соответственно. Измерения подвижности и концентрации электронов проводились на меза-структурах в темноте в магнитном поле до 6 Т при температурах 2.1–300 К.

Зависимость измеренной холловской концентрации электронов в КЯ от концентрации введенного в δ -слой Si представлена на рис. 1.

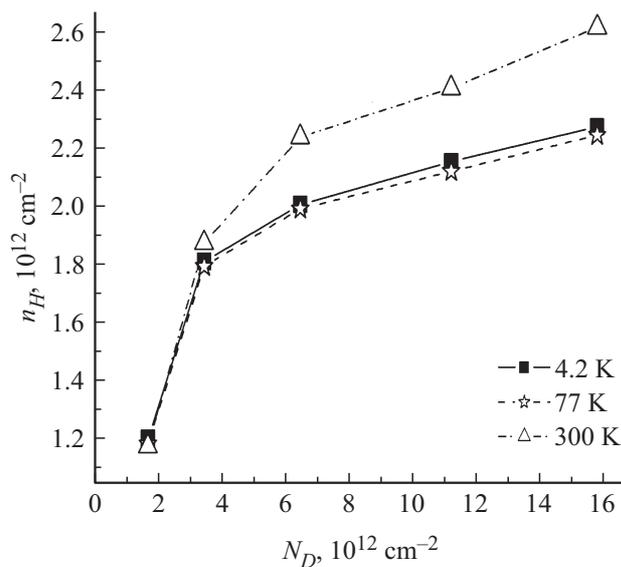


Рис. 1. Зависимость холловской концентрации электронов от концентрации кремния в δ -слое $n_H(N_D)$.

Увеличение времени легирования кремнием в δ -слое приводит к увеличению концентрации электронов, определяемой на основе эффекта Холла. При малых значениях N_D концентрация носителей заряда в КЯ возрастает резко, однако при сильном легировании наклон зависимости $n_H(N_D)$ снижается в ~ 10 раз, и при дальнейшем легировании n_H увеличивается всего на 45% при $T = 300 \text{ K}$, несмотря на увеличение N_D более чем в 4 раза. Причинами такого эффекта могут быть как снижение эффективности активации доноров кремния [7] (частичное встраивание в узлы мышьяка, переход к амфотерности), так и снижение ионизации доноров, связанное с зонным профилем гетероструктурной КЯ. В диапазоне температур $T \sim 100\text{--}300 \text{ K}$ концентрация электронов, как правило, увеличивается с ростом температуры. При температурах ниже 100 K зависимость $n_H(T)$ слабо выражена [8,9]. На рис. 2 приведена температурная зависимость холловской концентрации электронов $n_H(T)$. Зависимость имеет сложный характер. В области низких тем-

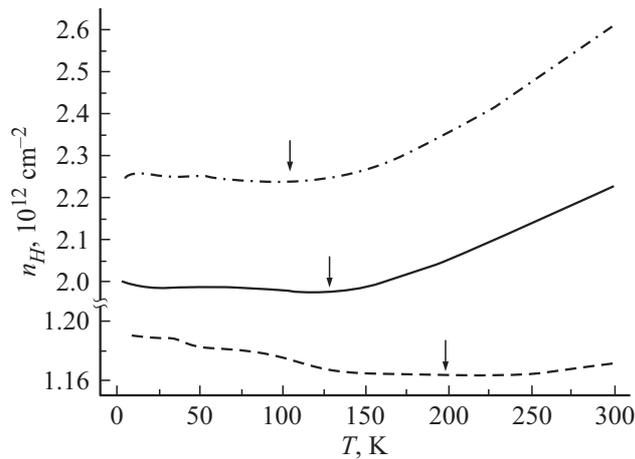


Рис. 2. Температурная зависимость холловской концентрации электронов для образцов с наибольшей подвижностью электронов, а также максимальной и минимальной концентрацией электронов в КЯ (сплошная, штрихпунктирная и штриховая линии соответственно). Масштаб по вертикали последнего образца в 3 раза больше, чем для прочих. Стрелками указано начало перехода к возрастающей зависимости.

ператур ($T < 100\text{--}200\text{ K}$) отмечается слабое уменьшение холловской концентрации с увеличением температуры. Затем, в области температур $T > 100\text{ K}$, наблюдается переход к резкому увеличению n_H . Переход к возрастанию $n_H(T)$ в серии образцов происходит при различной температуре и имеет различную величину. В образце с самым низким легированием возрастание начинается при $T \sim 200\text{ K}$ и составляет всего 2% относительно низкотемпературного значения n_H . С увеличением концентрации доноров переход к возрастанию заметен при более низкой температуре, а величина прироста концентрации n_H выше.

Наблюдаемая зависимость $n_H(T)$, как мы считаем, не характерна для механизма неполного встраивания кремния в подрешетку металлов и амфотерного поведения примеси. В AlGaAs с содержанием Al 25% донорный уровень Si связан с DX-центром, энергия которого относительно дна зоны проводимости по разным данным составляет $\sim -(15\text{--}25)\text{ meV}$ [10,11]. При слабом легировании в структуре с от-

носителем тонким спейсером донорные уровни D_X -центров находятся достаточно высоко над уровнем Ферми, поэтому и ионизация доноров более полная и слабо зависит от температуры. С возрастанием концентрации легирования кремнием энергия дна зоны проводимости вблизи δ -слоя снижается вследствие кулоновского потенциала заряженных ионизированных доноров. При сильном легировании уровень D_X -центров в области легированного δ -Si барьера приближается к уровню Ферми, и ионизация доноров становится неполной и зависящей от температуры. При высоких температурах возрастает термоактивация электронов с донорного уровня, зависящая в том числе от концентрации введенной примеси кремния. Необходимо также отметить, что δ -слой имеет сложную пространственную конфигурацию, при которой в центральной его части с высокой локальной плотностью доноров формируется примесная полоса и водородоподобное приближение для оценки уровня ионизации доноров перестает действовать. Однако поперечное размытие концентрации доноров вследствие естественного уширения создает на „хвостах“ донорные состояния, энергия которых следует за краем зоны проводимости и оказывается выше уровня Ферми. Таким образом, можно объяснить прирост концентрации электронов при увеличении плотности доноров даже в случае пиннинга уровня Ферми на донорном состоянии в окрестности центра δ -слоя.

Зависимость холловской подвижности электронов от их концентрации, приведенная на рис. 3, является немонотонной во всем исследованном интервале температур. При слабом легировании $\mu_H(n_H)$ возрастает, а затем при увеличении легирования убывает.

Для анализа наблюдаемого характера $\mu_H(n_H)$ был проведен расчет подвижности электронов в двухподзонном приближении при рассеянии на удаленных ионах примеси с учетом самосогласованных профилей электронных волновых функций [12]. Результаты расчета (представленные на рис. 3 сплошной линией) показывают, что рост подвижности в исследуемых структурах связан с увеличением импульса Ферми и ростом экранирования при основном вкладе удаленных ионизированных примесей в рассеяние электронов, аналогично данным работы [13]. Расчетная зависимость демонстрирует неплохое качественное согласие с экспериментальной, однако точность расчета ограничена ввиду отсутствия в модели учета других механизмов рассеяния электронов и размытия δ -слоя доноров. Переход к снижению подвижности электронов связан с возрастанием доли рассеяния электронов на иони-

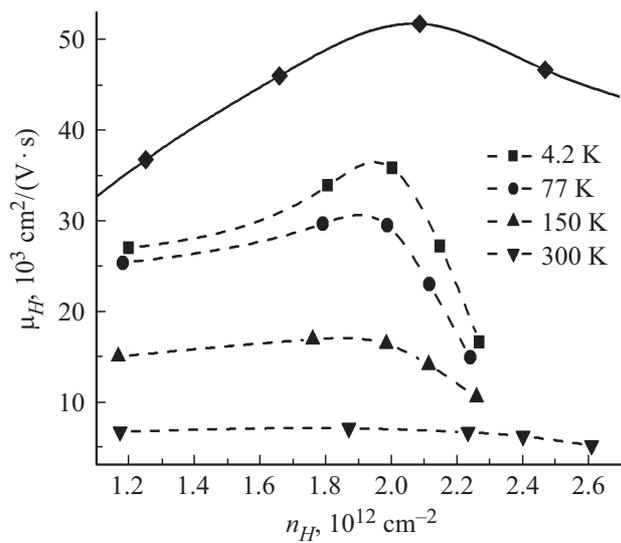


Рис. 3. Зависимости холловской подвижности электронов в КЯ от их концентрации при различных температурах. Расчетная зависимость показана сплошной линией.

зированных примесей на большие углы из-за увеличения туннельной прозрачности спейсерного слоя. Причиной такой деградации спейсера служит рассмотренное в работе [14] кулоновское снижение энергии дна зоны проводимости в области ионизированных доноров Si в δ -слое при увеличении концентрации доноров.

Расчет зонной структуры показывает, что при увеличении концентрации Si в одностороннем δ -легировании при ширине КЯ $\sim 10 \text{ nm}$ возникает сильное электрическое поле, поэтому форма потенциала КЯ становится более треугольной. Заметное заполнение второй подзоны размерного квантования ожидается при концентрациях электронов в КЯ более $2.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Во всех образцах наблюдался эффект Шубникова–де Гааза, причем обработка осцилляций выявила единственную частоту осцилляций. Рассчитанная по ней концентрация электронов [15] хорошо согласуется с холловской концентрацией электронов. Таким образом, вырожденной

является одна подзона размерного квантования в КЯ. Кроме того, в холловской компоненте тензора магнетосопротивления $\rho_{xy}(B)$ наблюдается линейность при температурах вплоть до 300 К. Эти факты позволяют заключить, что переход к снижению подвижности электронов с ростом концентрации доноров, вопреки устоявшемуся в литературе мнению, не связан с заполнением электронами верхней подзоны размерного квантования в КЯ.

Таким образом, в работе исследованы электронные транспортные свойства псевдоморфных КЯ $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 10.5 nm с односторонним δ -легированием кремнием и увеличенным содержанием алюминия, что позволило обеспечить высокую подвижность электронов до $35\,700\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ при гелиевых температурах при их концентрации в КЯ более $2\cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$. Обнаружен зонный механизм ограничения ионизации доноров при возрастании легирования. Показано, что при одностороннем δ -легировании кремнием в широком диапазоне концентраций электронов в рассматриваемой КЯ увеличение встроенного электрического поля приводит к росту асимметрии профиля КЯ и заполнению электронами только одной подзоны размерного квантования. Экспериментально и теоретически обоснован последовательный переход от возрастания к убыванию подвижности электронов с ростом концентрации доноров в рамках единого механизма рассеяния электронов на ионизированных примесях.

Исследование проводилось в рамках научно-исследовательской работы по выполнению государственного задания (№ 8.3887.2017/ПЧ).

Список литературы

- [1] Ohno H., Luo J.K., Matsuzaki K., Hasegawa H. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 36–38.
- [2] Greally M.G., Hayne M., Usher A., Hill G., Hopkinson M. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 8465–8469.
- [3] Cordier Y., Lorenzini P., Chauveau J.-M., Ferre D., Androussi Y., DiPersio J., Vignaud D., Codron J.-L. // J. Cryst. Growth. 2003. V. 251. P. 822–826.
- [4] Litwin-Staszewska E., Suski T., Skierbiszewski C., Kobbi F., Robert J.L., Mosser V. // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. P. 405–407.
- [5] Васильевский И.С., Галиев Г.Б., Климов Е.А., Мокеров В.Г., Широков С.С., Имамов Р.М., Субботин И.А. // ФТП. 2008. Т. 42. В. 9. С. 1102–1109.

- [6] *Babiński A., Siwiec-Matuszyk J., Baranowski J.M., Li G., Jagadish C.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 999–1001.
- [7] *Cole E.A.B., Boettcher T., Snowden C.M.* // Semicond. Sci. Technol. 1997. V. 12. P. 100–110.
- [8] *Vainberg V.V., Pylypchuk A.S., Baidus N.V., Zvonkov B.N.* // Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron. 2013. V. 16. P. 152–161.
- [9] *Kadow C., Lin H.-K., Dahlstrom M., Rodwell M., Gossard A.C., Brar B., Sullivan G.* // J. Cryst. Growth. 2003. V. 251. P. 543–546.
- [10] *Ishikawa T., Saito J., Sasa S., Hiyamizu S.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1982. V. 21. P. L675–L676.
- [11] *Schubert E.F., Ploog K.* // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 7021–7029.
- [12] *Kulbachinskii V.A., Vasil'evskii I.S., Lunin R.A., Galistu G., de Visser A., Galiev G.B., Shirokov S.S., Mokerov V.G.* // Semicond. Sci. Technol. 2007. V. 22. P. 222–228.
- [13] *Walukiewicz W., Ruda H.E., Agowski J.I., Gatos H.C.* // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 4571–4582.
- [14] *Виниченко А.Н., Гладков В.П., Каргин Н.И., Стриханов М.Н., Васильевский И.С.* // ФТП. 2014. Т. 48. В. 12. С. 1660–1665.
- [15] *Кульбачинский В.А., Овешников Л.Н., Лунин Р.А., Юзеева Н.А., Галиев Г.Б.* // ФТП. 2015. Т. 49. В. 2. С. 204–213.