

УДК 621.315.592

Потенциальное быстродействие алмазного полевого транзистора на приповерхностном двумерном дырочном газе

© В.А. Кукушкин^{1,2}, Ю.В. Кукушкин²

¹ Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022 Нижний Новгород, Россия

E-mail: vakuk@ipfran.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 20 июня 2024 г.

Принята к публикации 20 июня 2024 г.

Показано, что обнаруженная недавно существенная вариация подвижности дырок в двумерном дырочном газе, находящемся под покрытой атомами водорода поверхностью искусственного алмаза, при изменении наложенного на него сильного ортогонального электрического поля может быть использована для создания быстродействующего алмазного полевого транзистора. Согласно проведенным расчетам, при реалистичных параметрах такого устройства время более чем 50% модуляции тока между истоком и стоком затворным напряжением быстро уменьшается с ростом слоевой концентрации дырок в формируемом этим газом приповерхностном проводящем канале и при ее величине $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ достигает 7 пс.

Ключевые слова: алмаз, быстродействующий полевой транзистор, подвижность.

DOI: 10.61011/FTP.2024.06.58941.6258H

1. Введение

Искусственный алмаз является перспективным материалом для современной электроники и оптоэлектроники благодаря его уникальным свойствам (высокой теплопроводности, электропрочности, радиационной и химической стойкости и др.) [1,2]. Однако его практическое использование затрудняется сложностью получения в нем достаточно большой и однородной проводимости. Традиционный путь, состоящий в легировании, вследствие высоких (значительно превышающих тепловую энергию при комнатной температуре) энергий активации легирующих примесей в нем и трудности их встраивания в алмазную кристаллическую решетку связан с серьезными проблемами [1]. Поэтому значительное внимание привлекает создание дырочных проводящих слоев у поверхности покрытого атомами водорода нелегированного алмаза [1].

Одно из наиболее важных применений таких слоев — алмазный полевой транзистор на двумерном дырочном газе [1]. Важной для применений характеристикой этого прибора является его быстродействие. Согласно стандартной теории таких устройств [3], модуляция тока в них осуществляется за счет обогачения или обеднения носителями заряда подзатворной области при изменении напряжения на затворе. Время переключения транзистора из запертого в открытое состояние и обратно не может быть меньше времени прохождения этими носителями длины подзатворной области [3]. Поэтому для повышения их быстродействия приходится умень-

шать длину этой области, что не всегда технологически просто и эффективно.

Однако недавно [4] было экспериментально продемонстрировано, что при изменении приложенного к покрытой атомами водорода алмазной поверхности сильного ортогонального электрического поля с напряженностью порядка пробойного для алмаза значения 10 МВ/см имеют место значительные вариации энергии спин-орбитального взаимодействия Рашбы дырок с асимметричным потенциалом кристаллической решетки вблизи поверхности и их подвижности. Важно отметить, что характерные времена этих вариаций никак не связаны с временем прохождения дырками области приложения этого поля, а определяются временем перестройки их поперечных к поверхности волновых функций, в результате которой дырки приближаются к (или удаляются от) поверхности и поэтому усиливается (или ослабляется) влияние этой поверхности на них, например усиливается (или ослабляется) их рассеяние на поверхностных атомах водорода, дефектах и шероховатостях. Так как толщина описываемого этими функциями слоя дырок очень мала (~ 1 нм, т.е. несколько постоянных кристаллической решетки алмаза [4]), то и это время (которое можно оценить величиной порядка отношения толщины этого слоя к 10^7 см/с — максимальной транспортной скорости дырок в алмазе при наложении на него сильного электрического поля, — т.е. 10 фс) очень мало, так что по сравнению со всеми рассматриваемыми далее временами им можно пренебречь.

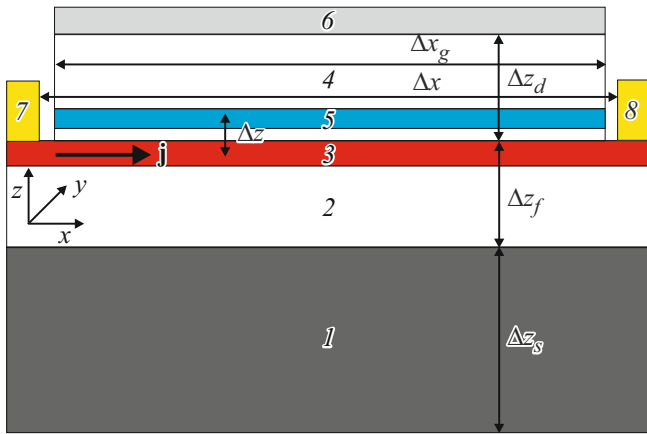


Рис. 1. Модель алмазного полевого транзистора и используемая система координат: 1 — выращенная при высоких давлении и температуре высоколегированная бором алмазная подложка p -типа толщиной Δz_s , 2 — пленка осажденного из газовой фазы нелегированного алмаза толщиной Δz_f , 3 — двумерный дырочный газ под покрытой атомами водорода поверхностью, 4 — электропрочный диэлектрик (например, нелегированный алмаз) толщиной Δz_d , 5 — слой отрицательного заряда у его поверхности, отделенный от двумерного дырочного газа расстоянием Δz , 6 — затвор (например Al), 7 — исток (например Ti/Au), 8 — сток (например Ti/Au). Расстояние от истока до стока равно Δx , затвор имеет длину Δx_g и размещен симметрично относительно истока и стока. Вдоль оси y образец считается однородным, поэтому плотность тока и электрическое поле в этом направлении равны нулю. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

2. Модель алмазного полевого транзистора

Настоящая статья посвящена расчету характерного времени модуляции тока в двумерном приповерхностном газе дырок при изменении их подвижности переменным сильным ортогональным электрическим полем. Вычисления проведены для следующей модели основанного на этом эффекте алмазного полевого транзистора (см. рис. 1).

Будем считать, что пленка осажденного из газовой фазы нелегированного алмаза выращена на поверхности высоколегированной атомами бора алмазной подложки p -типа. На покрывающую атомами водорода поверхность этой пленки нанесен слой электрически прочного диэлектрика (например, нелегированного алмаза) со статической диэлектрической проницаемостью, по порядку величины равной статической диэлектрической проницаемости алмаза $\epsilon = 5.7$. Под покрытой атомами водорода поверхностью алмазной пленки формируется двумерный дырочный газ, а в диэлектрике над ним — слой отрицательного заряда с однородной и не зависящей от времени слоевой концентрацией n_0 . На поверхности диэлектрика находится затворный электрод, а на

непокрытых диэлектриком частях поверхности алмазной пленки — исток и сток. Изменение наложенного на двумерный дырочный газ ортогонального электрического поля достигается путем вариации разности потенциалов между подложкой и затвором.

Для нахождения зависимости тока между истоком и стоком от времени при изменении разности потенциалов между алмазной подложкой и затвором решалось уравнение непрерывности для слоевой концентрации двумерного дырочного газа p , зависящей от времени t и координаты вдоль оси x , направленной в плоскости слоя этого газа от истока к стоку:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x}. \quad (1)$$

Здесь $j = e\mu E p - e d \frac{\partial p}{\partial x}$ — направленная вдоль оси x плотность электрического тока на единицу длины вдоль оси y , e — заряд дырки, равный элементарному заряду, μ — подвижность дырок, E — проекция электрического поля на ось x , d — коэффициент диффузии, связанный с μ соотношением Эйнштейна [5] (следующим из условия отсутствия тока для термодинамически равновесного распределения дырок), которое для рассматриваемого далее вырожденного двумерного дырочного газа имеет вид $d = \mu E_F / e$, где $E_F = \pi \hbar^2 p / m$ — энергия Ферми в двумерном случае, \hbar — постоянная Планка, m — эффективная масса дырки, которая для проводимых далее оценок будет считаться равной массе свободного электрона. Подвижность определяется временем релаксации квазиимпульсов дырок τ согласно известной формуле $\mu = e\tau / m$ [5].

Проекция электрического поля на ось x равна

$$E = \frac{2e}{\epsilon} \int_0^{\Delta x} \frac{p(t, x')}{x - x'} dx' - \frac{2e}{\epsilon} n_0 \int_0^{\Delta x} \frac{x - x'}{(x - x')^2 + (\Delta z)^2} dx' + \tilde{E}, \quad (2)$$

где первые два слагаемых отвечают суперпозициям полей от бесконечно тонких и длинных вдоль оси y „нитей“ с плотностями заряда на единицу длины $ep(t, x')dx'$ и $-en_0dx'$ соответственно, а однородное поле \tilde{E} — в каждый момент времени подбирается из условия равенства разности потенциалов $u = -\int_0^{\Delta x} E dx$ — между стоком и истоком постоянной величине u_0 , заданной внешним источником напряжения. Влияние на проекцию электрического поля зарядов, возникающих на верхней границе высоколегированной алмазной подложки и нижней границе затвора при вариации разности потенциалов между ними, можно не учитывать, так как их вклады даются формулами, аналогичными второму слагаемому в (2) с заменой n_0 и Δz на слоевые концентрации этих зарядов и Δz_f и Δz_d соответственно. Так как эти слоевые концентрации имеют тот же порядок, что

и n_0 , а $\Delta z_f, \Delta z_d \gg \Delta z$ (см. далее), то эти вклады малы по сравнению с учтенным с помощью второго слагаемого в (2) вкладом от слоя отрицательного заряда в диэлектрике.

Зависимость подвижности дырок от времени и координаты моделировалась следующей функцией:

$$\mu = \begin{cases} \frac{e\tau_1}{m}, & 0 < x < \frac{\Delta x}{2} - \frac{\Delta x_g}{2}, \quad \frac{\Delta x}{2} + \frac{\Delta x_g}{2} < x < \Delta x, \quad \text{все } t, \\ \frac{e\tau_1}{m}, & \frac{\Delta x}{2} - \frac{\Delta x_g}{2} < x < \frac{\Delta x}{2} + \frac{\Delta x_g}{2}, \quad t < 0, \quad \Delta t < t, \\ \frac{e\tau_2}{m}, & \frac{\Delta x}{2} - \frac{\Delta x_g}{2} < x < \frac{\Delta x}{2} + \frac{\Delta x_g}{2}, \quad 0 < t < \Delta t, \end{cases} \quad (3)$$

где 0 — момент включения напряжения между затвором и высоколегированной алмазной подложкой, Δt — момент его выключения, $\tau_2 < \tau_1$ вследствие приближения включенным электрическим полем дырок к поверхности алмаза и соответственного усиления их рассеяния на поверхностных атомах водорода, дефектах и шероховатостях.

В качестве граничных условий для уравнения (1) использовалось равенство p на истоке и стоке (т.е. при $x = 0$ и $x = \Delta x$) заданному и не зависящему от времени значению p_0 . Начальное условие ставилось в некоторый отрицательный момент времени (т.е. до включения напряжения между затвором и высоколегированной алмазной подложкой), величина которого выбиралась произвольно, так как в качестве этого условия бралось стационарное распределение дырок до включения напряжения. Последнее находилось как решение уравнения $-\frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x} = 0$ при имевшейся до включения напряжения подвижности, указанных выше граничных условиях и постоянной разности потенциалов между стоком и истоком u_0 .

Для моделирования были выбраны следующие значения указанных выше параметров: $\Delta z_s = 1000$ мкм, $\Delta z_f = 5$ мкм, $\Delta z_d = 5$ мкм, $\Delta z = 0.1$ мкм, $\Delta x = 10$ мкм, $\Delta x_g = 8$ мкм, $u_0 = -1$ В и, согласно [4], $\tau_1 = 7.6$ фс и $\tau_2 = 2.8$ фс.

3. Результаты и обсуждение

Моделирование показало, что во всех рассмотренных случаях распределения слоевой концентрации дырок p вдоль оси x во все моменты времени близки к однородному распределению с величиной p_0 . Поэтому последнюю можно принять за характерное значение p . На рис. 2 приведены зависимости j в точке стока (т.е. для $x = \Delta x$) от времени для различных $p_0 = n_0$. Время Δt на рис. 2, *c* уменьшено по сравнению с рис. 2, *a* и *b* только для обеспечения наглядности графиков, так как на рис. 2, *c* время выхода плотности тока на стационарные значения при фиксированных напряжениях между затвором и высоколегированной алмазной подложкой значительно меньше, чем на рис. 2, *a* и *b*.

Из рис. 2 видно, что при относительно невысокой слоевой концентрации дырок $p \sim 10^{13}$ см $^{-2}$ время переключения тока равно ~ 50 пс. Однако с ростом этой

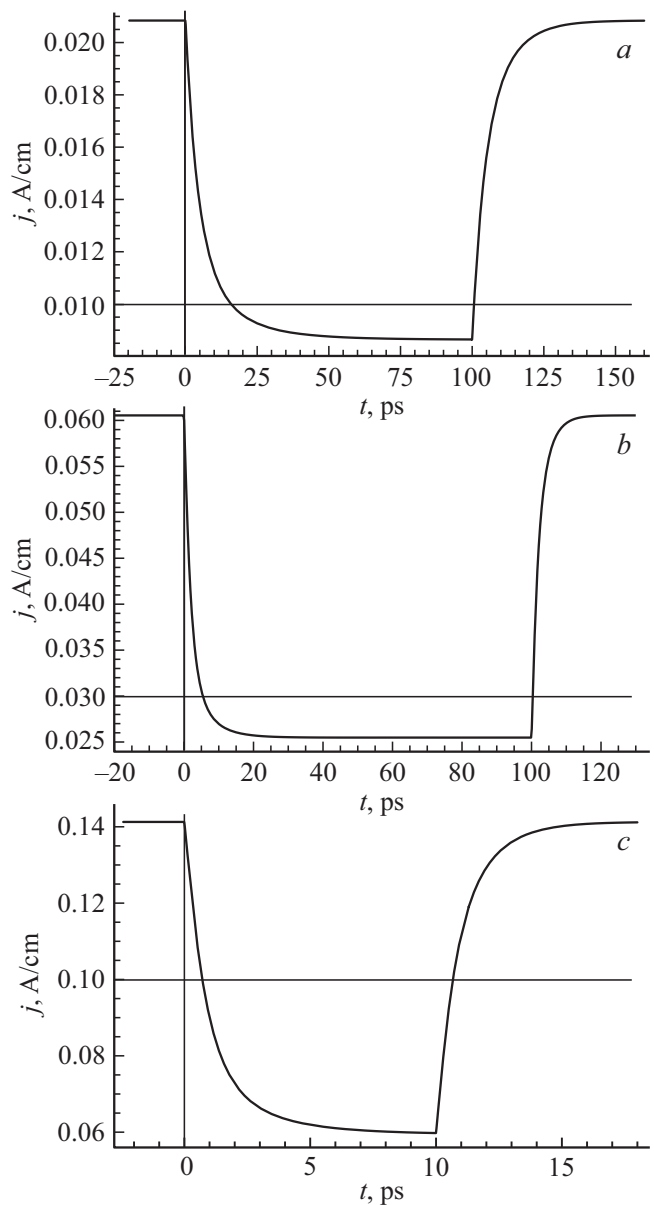


Рис. 2. Зависимость плотности электрического тока на единицу длины вдоль оси y в двумерном дырочном газе от времени для $\Delta t = 100$ пс и $p_0 = n_0 = 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ (а), $\Delta t = 100$ пс и $p_0 = n_0 = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ (б), $\Delta t = 10$ пс и $p_0 = n_0 = 7 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ (с).

концентрации оно быстро (примерно обратно пропорционально ей) уменьшается и достигает величины ~ 7 пс при $p \sim 7 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$. При этом глубина модуляции тока во всех случаях превышает 50%, что вполне достаточно для эффективной работы полевого транзистора (постоянная составляющая тока может быть отфильтрована из выходного сигнала с помощью емкостного фильтра).

Нужно отметить, что найденные времена переключения тока много меньше времени прохождения дырками подзатворной области (оцениваемого как отношение ее длины Δx_g к характерной скорости дырок $j/(ep)$ в этой области и лежащего для всех рассмотренных случаев

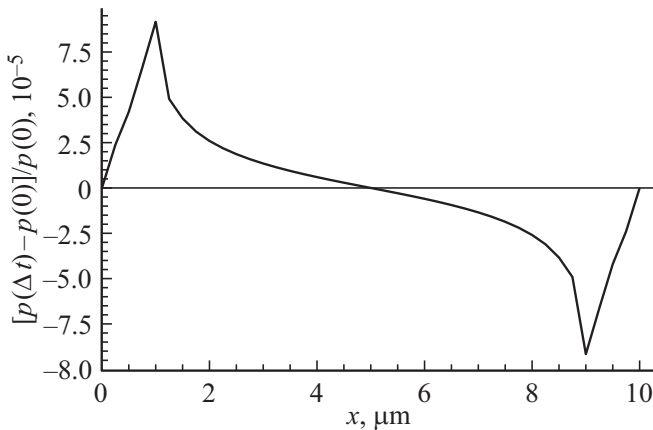


Рис. 3. Зависимость от координаты x разности слоев концентраций дырок после ($p(\Delta t)$) и до ($p(0)$) включения напряжения между затвором и высоколегированной алмазной подложкой, отнесенная к $p(0)$, для $\Delta t = 10$ пс и $p_0 = n_0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

в районе нескольких сотен наносекунд). Времена этих переключений определяются временами формирования и релаксации областей повышенной и пониженной слоевой концентрации дырок, образующихся соответственно на левой и правой границах подзатворного пространства при переключении напряжения между затвором и высоколегированной алмазной подложкой (см. рис. 3). Так как вариации концентрации в этих областях очень малы по сравнению с ее стационарными значениями там ($\sim 0.01\%$ для $p_0 = n_0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), то и это время мало.

Нужно также отметить, что в случае использования высоколегированной алмазной подложки с концентрацией атомов бора $N_b \cong 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре в ней происходит фазовый переход в состояние с металлическим типом проводимости [6], в результате чего все атомы бора являются ионизованными и концентрация свободных носителей заряда — дырок — равняется N_b . При их подвижности $\mu_s = 3.6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [7] удельное сопротивление такой подложки $\rho_s = 1/(e\mu_s N_b) \cong 3.5 \text{ МОм} \cdot \text{см}$ мало. Поэтому характерное время перезарядки конденсатора, образующегося между верхней границей этой подложки и нижней границей затвора, необходимое для вариации разности потенциалов между ними, т.е. для изменения наложенного на двумерный дырочный газ ортогонального электрического поля, также оказывается достаточно малым. Оно равно произведению сопротивления подложки R на емкость этого конденсатора C , т.е. $RC = \epsilon \rho_s \Delta z_s / [4\pi(\Delta z_f + \Delta z_d)] \cong 0.17$ пс. Это время значительно короче, чем наименьшее из найденных выше времен переключения тока. Поэтому изменение наложенного на двумерный дырочный газ ортогонального электрического поля может быть выполнено с необходимой для реализации найденной выше быстроты переключения тока скоростью.

4. Заключение

Таким образом, потенциальное быстроедействие полевого транзистора с проводящим каналом на основе образующегося вблизи покрытой атомами водорода алмазной поверхности двумерного дырочного газа при изменении наложенного на него в подзатворной области сильного ($\sim 10 \text{ МВ/см}$) ортогонального электрического поля может достигать $1/7 \text{ пс}^{-1} = 140 \text{ ГГц}$ при степени модуляции тока $> 50\%$. Это быстроедействие значительно выше, чем полученное ранее в алмазных полевых транзисторах [8–10], и находится на уровне лучших значений, достигнутых в таких приборах на основе других полупроводниковых материалов [11–15].

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Института прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (проект № FFUF-2024-0032).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Power Electronics Device Applications of Diamond Semiconductors*, ed. by S. Koizumi, H. Umezawa, J. Pernot, M. Suzuki (Duxford, Elsevier, 2018).
- [2] *Optical Engineering of Diamond*, ed. by R.P. Mildren and J.R. Rabeau (Weinheim, Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, 2013).
- [3] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1. [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N.Y., John Wiley & Sons, 1981).]
- [4] G. Akhgar, O. Klochan, L.H. Willems van Beveren, M.T. Edmonds, F. Maier, B.J. Spencer, J.C. McCallum, L. Ley, A.R. Hamilton, C.I. Pakes. *Nano Lett.*, **16**, 3768 (2016).
- [5] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Мир, 1979). [Пер. с англ.: N.W. Ashcroft, N.D. Mermin. *Solid State Physics* (N.Y., Holt, Rinehart and Winston, 1976).]
- [6] J. Bousquet, T. Klein, M. Solana, L. Saminadayar, C. Marcenat, E. Bustarret. *Phys. Rev. B*, **95**, 161301 (2017).
- [7] R.S. Balmer, I. Friel, S. Heppelstone, J. Isberg, M.J. Uren, M.L. Markham, N.L. Palmer, J. Pilkington, P. Huggett, S. Majidi, R. Lang. *J. Appl. Phys.*, **113**, 033702 (2013).
- [8] Y. Gurbuz, O. Esame, I. Tekin, W.P. Kang, J.L. Davidson. *Solid-State Electron.*, **49**, 1055 (2005).
- [9] J.L. Liu, C.M. Li, R.H. Zhu, J.C. Guo, L.X. Chen, J.J. Wei, L.F. Hei, J.J. Wang, Z.H. Feng, H. Guo, F.X. Lv. *Appl. Surf. Sci.*, **284**, 798 (2013).
- [10] C.M. Li, J.L. Liu, L.X. Chen, J.J. Wei, L.F. Hei, J.J. Wang, Z.H. Feng, H. Guo. *Phys. Status Solidi C*, **11**, 1692 (2014).
- [11] S.K. Hong, J.G. Oh, W.S. Hwang, B.J. Cho. *Semicond. Sci. Technol.*, **32**, 045009 (2017).
- [12] J.-M. Baek, S.-W. Son, J.H. Park, J.-K. Park, J.-G. Kwak, J. Yoon, D.-S. Bang, J.-H. Lee, T. Kim, D.-H. Kim. *Solid-State Electron.*, **147**, 58 (2018).

- [13] I.C. Cheriq, S. Mohammadi. Appl. Phys. A, **127**, 525 (2021).
[14] M. Asad; S. Majidi; A. Vorobiev, K. Jeppson, J. Isberg, J. Stake. IEEE Electron Dev. Lett., **43**, 300 (2022).
[15] N. Thoti, Y. Li. Nanoscale Res. Lett., **17**, 53 (2022).

Редактор А.Н. Смирнов

Potential speed of a diamond field-effect transistor on subsurface two-dimensional hole gas

V.A. Kukushkin^{1,2}, Yu.V. Kukushkin²

¹Institute of Applied Physics
named after A.V. Gaponov-Grekhov
of the Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

²Nizhny Novgorod State University
named after N.I. Lobachevsky,
603022 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract It is shown that the significant change of hole mobility in a two-dimensional hole gas under H-terminated surface of artificial diamond by the variation of a strong orthogonal electric field detected lately can be used for the creation of a high-speed diamond field-effect transistor. According to calculations made for realistic parameters of such a device the time of more than 50% modulation of source-drain current by gate voltage rapidly decreases with the increase of the hole sheet density in the subsurface conduction channel formed by this gas and for its value $7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ achieves 7 ps.