

Теоретические пределы быстродействия сверхвысокочастотных полевых транзисторов на основе осаждённого из газовой фазы алмаза

С помощью численного моделирования найдены теоретические пределы на быстродействие (т.е. предельную частоту модуляции тока между истоком и стоком) работающих при комнатной температуре сверхвысокочастотных (СВЧ) полевых транзисторов на основе осаждённого из газовой фазы (CVD) алмаза в зависимости от длины их затворов. Установлено, что при электрическом поле в подзатворной области 1 МВ/см (близком к пробойному для CVD алмаза) и минимально возможном сопротивлении Ω на единицу ширины транзистора в режиме пропускания тока для короткого затвора (5 нм) эта частота равняется примерно 8 ТГц ($\Omega \approx 300$ Ом см), а для длинного затвора (250 нм) – около 200 ГГц ($\Omega \approx 2.3$ Ом см).

Ключевые слова: Быстродействие, всплеск дрейфовой скорости, осаждённый из газовой фазы алмаз, полевой сверхвысокочастотный транзистор.

Как хорошо известно, алмаз обладает уникальными свойствами (высокие пробивное электрическое поле, теплопроводность и подвижность носителей электрического заряда в чистом материале, химическая, механическая и радиационная стойкость и др.) [1], что делает его перспективным материалом для быстродействующих и мощных полупроводниковых приборов СВЧ электроники. В частности, значительные усилия затрачиваются на создание на базе CVD алмаза полевого транзистора, который по своим характеристикам превосходил бы существующие аналоги, основанные на других полупроводниках [2].

Настоящий доклад посвящён теоретическому определению предельного быстродействия (т.е. нахождению предельной частоты модуляции тока между истоком и стоком) в полевом транзисторе на основе CVD алмаза в зависимости от длины его затвора. Как известно [3], эта частота даётся формулой $f_{\max} = 1/(2\pi\tau)$, где τ – время пролёта носителями электрического заряда подзатворной области. В качестве этих носителей были выбраны дырки, поскольку создающая их акцепторная примесь бора имеет в алмазе наименьшую энергию активации и, следовательно, обеспечивает, при прочих равных условиях, наибольшую по сравнению с другими примесями проводимость. Для моделирования зависимости средней (т.е. дрейфовой) скорости дырок v в подзатворной области от координаты x вдоль оси, направленной от истока к стоку, использовалась система уравнений [4, 5]

$$v \frac{dv}{dx} = \frac{eE}{m} - \frac{v}{\tau_p(\varepsilon)}, \quad (1)$$

$$v \frac{d\varepsilon}{dx} = eEv - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}, \quad (2)$$

где $e > 0$ – заряд дырки, равный элементарному заряду, E – направленное от истока к стоку электрическое поле в подзатворной области (которое для простоты считается не зависящим от x), m – эффективная масса дырки (различная для тяжелых, лёгких и спин-отщеплённых типов дырок), $\tau_p(\varepsilon)$ – зависящее от m и энергии дырки ε эффективное время релаксации её среднего квазиимпульса $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ к нулю, $\varepsilon_0 = 3k_B T/2$ – средняя тепловая энергия дырок (которые при рассматриваемых ниже их концентрациях образуют невырожденный газ), T – температура, ниже предполагаемая равной комнатной величине (300 К), k_B – постоянная Больцмана, $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$ – зависящее от ε и m эффективное время релаксации энергии дырки к среднему тепловому значению. Считалось что попадающие подзатворную область дырки имеют нулевую среднюю скорость (т.е. $v(x=0)=0$) и среднюю энергию, равную средней тепловой энергии (т.е. $\varepsilon(x=0)=\varepsilon_0$). Таким образом, в начале подзатворной области пренебрегалось обусловленными протеканием тока в высокопроводящем истоке малыми (по сравнению с достигаемыми в конце подзатворной области) добавками к равновесным (т.е. реализующимся в отсутствие тока) $v=0$ и $\varepsilon=\varepsilon_0$.

Зависимость $1/\tau_p$ от энергии вычислялась по формулам, приведённым в [6]. При этом применялось правило Матиссена [7], т.е. полагалось, что $1/\tau_p = 1/\tau_{pia} + 1/\tau_{pna} + 1/\tau_{pac} + 1/\tau_{por}$, где $1/\tau_{pia}$ – скорость рассеяния дырок на ионизованных атомах бора (с принятием во внимание эффекта дебаевской экранировки их кулоновских полей), $1/\tau_{pna}$ – на нейтральных атомах бора, $1/\tau_{pac}$ – на акустических фононах, $1/\tau_{por}$ – на оптических фононах. Для вычисления зависимости $1/\tau_\varepsilon$ от энергии также использовалось правило Матиссена. При этом считалось, что $1/\tau_{\varepsilon ia, na} = m/(m_b \tau_{pia, na})$, где m_b – масса атома бора, т.е. что скорость релаксации энергий дырок при их рассеянии на атомах бора в $m_b/m \sim 10^4$ раз меньше, чем скорость релаксации их квазиимпульсов вследствие примерного равенства m/m_b доли энергии дырки, передаваемой атому примеси при их упругом столкновении [8]. Вследствие того, что отношение энергии, передаваемой дыркой акустическому фону при рассеянии с существенной передачей квазиимпульса, к энергии самой дырки при рассматриваемых ниже величинах последней (см. рис. 1б) примерно равняется 10 %, было также принято, что $1/\tau_{\varepsilon ac} \sim 0.1/\tau_{pac}$. В то же время считалось, что $1/\tau_{\varepsilon op} \sim 1/\tau_{por}$, поскольку в алмазе при превышении энергией дырки энергии оптического фонона вероятность рассеяния дырки с испусканием оптического фонона очень высока [6], так что энергии дырок не могут существенно превышать энергию оптического фона даже в сильных электрических полях (см. ниже рис. 1б) и, следовательно, при каждом акте рассеяния дырки с испусканием оптического фонона существенно меняется не только её квазиимпульс \mathbf{p} , но и энергия.

Все параметры CVD алмаза принимались равными величинам, указанным в [6]. Концентрация донорной примеси полагалась равной нулю. Равновесная концентрация невырожденных дырок p в подзатворной области в режиме пропускания тока вычислялась по хорошо известным формулам [7], а их химический потенциал находился из условия зарядовой нейтральности, т.е. равенства p концентрации ионизованных (т.е. имеющих заряд $-e$) атомов бора N_a^- . Последняя находилась по полной концентрации

атомов бора в подзатворной области N_a по хорошо известной формуле [3], в которой учитывались все три дырочные подзоны, а энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны принималась равной 6 мэВ. При этом учитывалось уменьшение энергии активации атомов бора ε_a с ростом N_a согласно известной формуле $\varepsilon_a = \varepsilon_{a0} - \alpha N_a^{1/3}$, где $\varepsilon_{a0} = 370$ мэВ, $\alpha = 10^{-4}$ мэВ см [9].

Для проверки корректности используемой модели и параметров CVD алмаза в случае существующих в подзатворной области сильных электрических полей было проведено сравнение вычисленной на их основе средней скорости дырок $\langle v \rangle$ (усреднённой также и по типам дырок с учётом их относительных концентраций, что обозначено угловыми скобками) при $E = 100$ кВ/см и $p = 1.48 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (согласно расчётам соответствующей $N_a = 4.6 \cdot 10^{15}$ см⁻³) с экспериментально измеренным значением $\langle v \rangle$ [10]. Они оказались совпадающими и равными $2.1 \cdot 10^7$ см/с. Отметим, что эта величина почти в 2 раза превосходит значение, приведённое в [4] для в 4 раза большего электрического поля.

Поскольку лёгкие дырки обладают наименьшей массой и, следовательно, являются наиболее подвижными дырочными носителями заряда, время пролёта τ носителями заряда подзатворной определяется именно лёгкими дырками. Зависимости $v(x)$ и $\varepsilon(x)$ для них при $N_a = 4.5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и $E = 1$ МВ/см (близком к пробойному для алмаза полю $E_{br} \approx 10$ МВ/см) показаны на рис. 1.

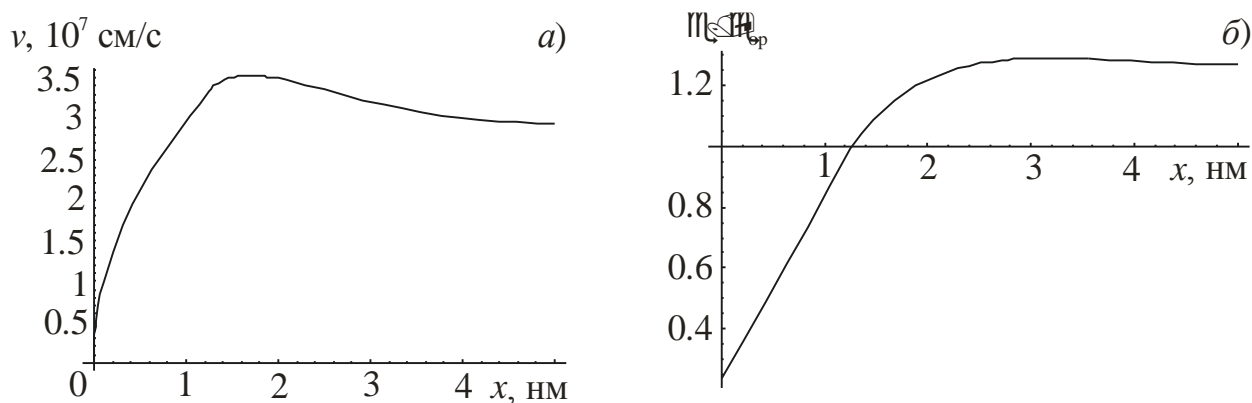


Рис. 1. Зависимости средней скорости лёгких дырок (а) и их энергии (нормированной на энергию оптического фонона $\varepsilon_{op} = 165$ мэВ [6]) (б) от координаты вдоль затвора.

Из него видно, что всплеск средней скорости лёгких дырок (определяемый как отношение её максимума, достигаемого при малых x , к её не зависящему от x значению при больших x) равен примерно 1.2 и, следовательно, значительно меньше, чем предсказанный в [4] всплеск, составляющий приблизительно 4. Его протяженность по x также значительно короче, чем в [4] (около 3 нм по сравнению с примерно 80 нм). Однако не зависящее от x значение v при больших x значительно выше, чем в [4] ($2.9 \cdot 10^7$ см/с по сравнению с $1.16 \cdot 10^7$ см/с). Это означает, что для малых длин затвора (до примерно 80 нм) определяемое формулой $\tau = \int_0^{l_g} dx/v$, где l_g – длина затвора, время пролёта носителями заряда подзатворной области в рамках данной модели должно быть больше (а

предельная частота модуляции $f_{\max} = 1/(2\pi\tau)$, следовательно, меньше), чем в [4]. При больших длинах затвора $l_g > 80$ нм ситуация меняется: настоящая модель предсказывает меньшее τ (и, следовательно, большую f_{\max}), чем [4].

Для количественной иллюстрации сделанных заключений вычислим f_{\max} как функцию l_g . При этом будем выбирать значения N_a из условий минимизации сопротивления транзистора Ω в слабополевом режиме пропускания тока (для чего необходимо повышать p , а следовательно и N_a) и возможности полного удаления дырок из подзатворной области создаваемым затвором полем в режиме запираания тока (для чего, вследствие ограничения затворного поля величиной E_{br} , необходимо, чтобы N_a не превышала некоторую предельную величину). Для оценки этой предельной и потому оптимальной величины N_a примем, что максимально возможное затворное поле равно $0.2E_{br}$ и может полностью удалить дырки из подзатворной области, если поверхностная концентрация акцепторов (которые при большом потенциале на затворе практически полностью ионизованы, т.е. заряжены отрицательно) не превышает $0.2E_{br}\epsilon_{st}/(4\pi e) \approx 5 \cdot 10^{12}$ см⁻², где $\epsilon_{st} \approx 5.7$ – статическая диэлектрическая проницаемость алмаза. Глубина подзатворной области (т.е. глубина, вплоть до которой ещё примерно сохраняется существующая на поверхности алмазного образца величина направленного от истока к стоку поля E) по порядку величины равна l_g . В результате получается оценка на оптимальную концентрацию N_a в подзатворной области $N_a = 0.2\epsilon_{st}E_{br}/(4\pi e l_g)$.

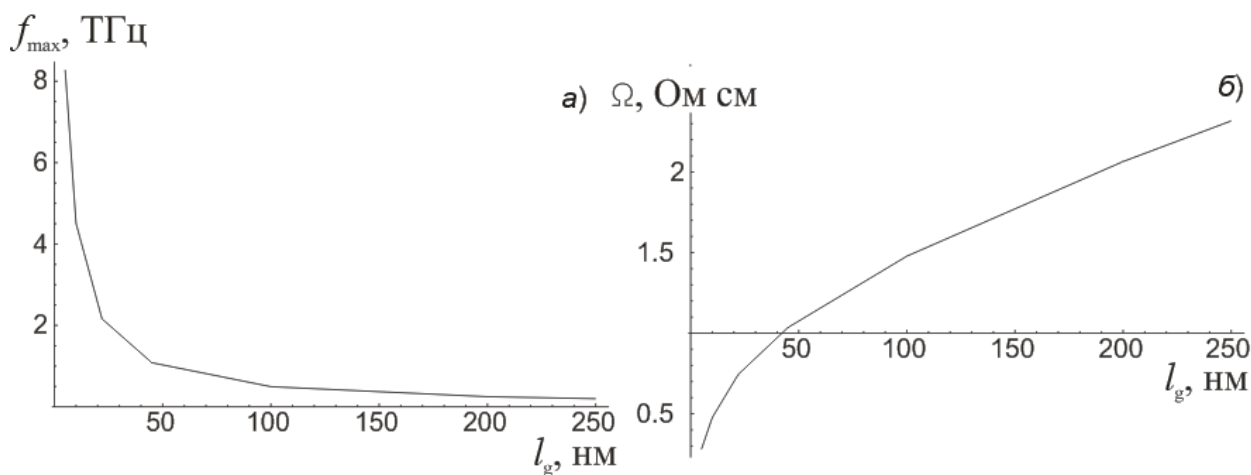


Рис. 2. Зависимости максимальной частоты модуляции тока между истоком и стоком (а) и сопротивления транзистора на единицу ширины затвора в слабополевом режиме пропускания тока (б) от длины затвора.

Зависимости $f_{\max}(l_g)$ и сопротивления транзистора $\Omega(l_g)$ на единицу ширины затвора в слабополевом режиме пропускания тока при оптимальных N_a (согласно сказанному выше пропорциональных $1/l_g$) приведены на рис. 2. Из них видно, что, как и было предсказано выше на основе качественного рассмотрения, f_{\max} , найденная в данной работе, примерно равняется f_{\max} из [4] при $l_g \approx 100$ нм. При меньших l_g приведённые

на рис. 2а f_{\max} меньше, чем в [4] (вплоть до примерно 2 раз при $l_g = 5$ нм), а при больших – больше (тоже до примерно 2 раз при $l_g = 250$ нм). Это означает, что короткозатворные полевые транзисторы на основе CVD алмаза должны обладать несколько меньшим быстродействием, чем это предсказано в [4]. Однако реализация таких транзисторов технологически сложна в виду трудностей предотвращения закорачивания промежутка между истоком и стоком при малой его длине (примерно равной l_g) и выполнения контакта к очень короткому затвору. Поэтому более реальными для успешной реализации представляются длиннозатворные полевые транзисторы на CVD алмазе с $l_g \sim 200$ нм. В этом случае проведённый в настоящей работе анализ показывает, что потенциальное быстродействие CVD алмазных транзисторов должно быть примерно в 1.5 раза выше, чем это было предсказано в [4].

Работа выполнена в рамках гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.В25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.

Библиографический список

1. Physics and applications of CVD diamond, S. Koizumi, C.E. Nebel, and M. Nesladek (Eds.) – Weinheim: Wiley, 2008.
2. H. Umezawa, T. Matsumoto, and S.-I. Shikata, Diamond Metal–Semiconductor Field-Effect Transistor With Breakdown Voltage Over 1.5 kV, IEEE Electr. Device Lett., 2014, v. 35, no. 11, pp. 1112–1114.
3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов – М.: Мир, 1984. Т. 1, гл. 1, 6.
4. Мартынов Я.Б., Новиков С.И., Пашковский А.Б. Особенности нелокального разогрева носителей тока в полевых транзисторах на основе алмаза, Сборник статей V Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 30 мая – 2 июня 2016 г. – Санкт-Петербург: изд.-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2016. – Т. 2, с. 227–231.
5. Мартынов Я.Б., Пашковский А.Б., Новиков С.И., Особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе различных полупроводниковых материалов, Сборник статей IV Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 1 – 4 июня 2015 г. – Санкт-Петербург: изд.-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2015. – Т. 1, с. 85–89.
6. J. Pernot, P.N. Volpe, F. Omnès, P. Muret, V. Mortet, K. Haenen, and T. Teraji, Hall hole mobility in boron-doped homoepitaxial diamond, Physical Review B, 2010, v. 81, 205203(1–7).
7. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твёрдого тела – М.: Мир, 1979. Т. 1, гл. 16, т. 2, гл. 28.
8. Райзер Ю.П. Физика газового разряда – Долгопрудный: Изд. Дом «Интеллект», 2009. Гл. 2.
9. Kukushkin V.A., Snider G., Bogdanov S.A., Chernov V.V. Delta-layer doping profile in diamond providing high carrier mobility, Phys. Status Solidi RRL, 2014, v. 8, no. 10, pp. 876–879.
10. P. Muret, P.-N. Volpe, T.-N. Tran-Thi, J. Pernot, C. Hoarau, F. Omnès, and T. Teraji, Schottky diode architectures on p-type diamond for fast switching, high forward current density and high breakdown field rectifiers, Diamond & Related Materials, 2011, v. 20, pp. 285–289.