

ДИНАМИКА ВКЛЮЧЕНИЯ Si И GaAs $p-i-n$ -ДИОДОВ

С. Л. Румянцев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 12.05.1992. Принята к печати 4.06.1992)

Методом численного моделирования исследован процесс включения GaAs и Si $p-i-n$ -диодов с толщиной базы $W = 2.5 \cdot 10$ мкм и площадью $S = 10^4$ см² в диапазоне плотностей токов $j = 10^2 + 10^4$ А/см², характерном для современных $p-i-n$ -диодов с малым временем переключения.

В GaAs при плотности тока $j = 10^2 + 10^3$ А/см² существенную часть времени переходного процесса занимает дрейф квазинейтральной плазмы от p^+ - n -перехода по направлению к $n-n^+$ -переходу. В этом же диапазоне плотностей токов в Si этот процесс протекает относительно быстро, и большую часть времени включения занимает плавное нарастание концентрации носителей обоих знаков по всей длине диода.

В области плотностей токов $j = 10^3 + 10^4$ А/см² (в зависимости от толщины базы W) как Si, так и GaAs диоды включаются за счет перекрытия базы фронтами электронов и дырок, движущимися навстречу друг другу с насыщенной скоростью.

Диоды GaAs с толщиной базы $W = 2 + 5$ мкм при $j = 10^2 + 10^3$ А/см² включаются в 3–5 раз быстрее, чем аналогичные Si диоды (при $W = 2.5$ мкм, $j = 10^2$ А/см² время включения, $\tau_1 = 0.25$ для GaAs и $\tau_2 = 1.0$ нс для Si). С ростом толщины базы преимущества GaAs диодов по времени включения в указанном режиме уменьшаются. При $W = 10$ мкм и $j = 10^2$ А/см² времена включения GaAs и Si диодов составляют соответственно $\tau_1 = 17$ и $\tau_2 = 25$ нс.

В настоящее время Si $p-i-n$ -диоды широко используются в качестве ключей в СВЧ переключателях и фазовращателях [1]. В последние годы наряду с кремниевыми находят применение и арсенид-галлиевые $p-i-n$ -диоды [2–5]. Диоды, изготовленные из арсенида галлия, сохраняют работоспособность при большей температуре, имеют большую радиационную стойкость и могут использоваться в качестве элементов СВЧ интегральных схем [6, 7]. Кроме того, времена включения и выключения GaAs $p-i-n$ -диодов, как правило, меньше, чем аналогичных Si диодов.

Экспериментально динамика включения GaAs и Si $p-i-n$ -диодов исследовалась в работе [8]. Было установлено, что время включения τ по-разному зависит от прямого тока I_0 в Si и GaAs. В частности, при толщине базы $W = 10$ мкм в диапазоне токов $I_0 = 10 + 30$ мА время включения GaAs диода слабо зависело от тока I_0 . Между тем как для Si диода в этом же диапазоне токов время включения менялось в 4 раза. В результате при $I_0 = 10$ мА GaAs диод включался в 4 раза быстрее, чем Si диод, а при токе $I_0 = 30$ мА времена включения различались не более, чем на 15%. Столь существенная разница в поведении Si и GaAs $p-i-n$ -диодов никакого объяснения в работе [8] не получила.

Обычно время включения $p-i-n$ -диода оценивают в предположении, что коэффициенты инжекции обоих переходов равны единице, время включения меньше времени жизни носителей в базе диода и инжектированные носители распределены в базе равномерно. В этом случае

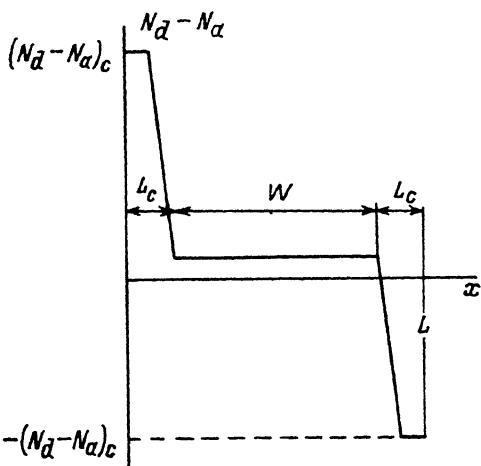


Рис. 1. Профиль легирования $p-i-n$ -диода ($N_d - N_a$) при численном моделировании.

$$\tau = \frac{W^2}{R_{db} I_0 (\mu_n + \mu_p)}, \quad (1)$$

где μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок, I_0 — ток включения, R_{db} — сопротивление диода, при котором происходит переключение СВЧ тракта (величину R_{db} обычно принимают равной ~ 0.1 от волнового сопротивления СВЧ тракта).

Из оценки (1) следует, что времена включения Si и GaAs $p-i-n$ -диодов должны одинаковым образом зависеть от тока I_0 , что противоречит результатам эксперимента [8].

Целью данной работы являлось исследование методом численного моделирования процесса включения Si и GaAs $p-i-n$ -диодов в широком диапазоне плотностей токов $j = 10^2 + 10^4$ А/см², характерном для работы современных диодов с малым временем переключения [7-9].

Рассчитывались структуры с профилем легирования, показанным на рис. 1. Концентрация легирующей примеси в контактных областях $(N_d - N_a)_c$ составляла 10^{17} см⁻³ для Si и $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ для GaAs. Как будет видно из расчетов, при выбранных значениях $(N_d - N_a)_c$ концентрация инжектированных в базу носителей даже при максимальных использованных в расчетах токах значительно меньше, чем концентрация $(N_d - N_a)_c$. Уровень легирования базы диодов N_0 принимался равным 10^{13} см⁻³ и 10^{14} см⁻³ соответственно для Si и GaAs. Рассчитывались диоды со следующими геометрическими размерами: база $W = 2.5 + 10$ мкм, контактные области $L_c = 0.5$ мкм, площадь диода $S = 10^{-4}$ см².

Физические процессы в $p-i-n$ -диоде моделировались приведенной ниже системой уравнений, включающей уравнения непрерывности для электронов и дырок, уравнение Пуассона и уравнение, учитывающее конечность внутреннего сопротивления источника питания,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left[n(x, t) v_n(E(x, t)) - D_n \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \right],$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left[-p(x, t) v_p(E(x, t)) - D_p \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \right],$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \left[p(x, t) - n(x, t) - N_a(x) + N_d(x) \right],$$

(2)

$$\frac{\partial U_d(t)}{\partial t} = \left[\frac{U_1 - U_d(t)}{R_1} - I(t) \right] \frac{W}{\epsilon_0 \epsilon S},$$

где n, p, v_n, v_p, D_n, D_p — концентрации, скорости и коэффициенты диффузии электронов и дырок, E — напряженность электрического поля, U_d — напряжение на диоде, U_1 — напряжение источника питания, I — ток через диод, $R_1 = 50$ Ом — внутреннее сопротивление источника питания, выбранное равным типичному волновому сопротивлению линии.

Для зависимостей скоростей электронов и дырок в Si от электрического поля использовались аппроксимации, предложенные в работе [10]

$$v_n = v_{mn} \frac{E/E_{cn}}{\sqrt{1 + (E/E_{cn})^2}}, \quad v_p = v_{mp} \frac{E/E_{cp}}{1 + (E/E_{cp})}, \quad (3)$$

где $v_{mn} = 1.1 \cdot 10^7$ см/с, $E_{cn} = 8 \cdot 10^3$ В/см, $v_{mp} = 9.5 \cdot 10^6$ см/с, $E_{cp} = 2.4 \cdot 10^4$ В/см. Зависимость скорости электронов от поля в GaAs задавалась в виде [11]

$$v_n = \frac{\mu_n E + v_s (E/E_1)^4}{1 + (E/E_1)^4}, \quad (4)$$

где $\mu_n = 7 \cdot 10^3$ см²/В·с, $v_s = 10^7$ см/с, $E_1 = 3.8 \cdot 10^3$ В/см. Зависимость скорости дырок в GaAs от поля принималась такой же, как и в Si, так как данная аппроксимация хорошо описывает и экспериментальную кривую $v_p(E)$ в GaAs [12].

В качестве начального условия выбиралось состояние, при котором база полностью обеднена и поле на границе $n-n^+$ -перехода равно нулю. Граничные условия состояли в равенстве концентраций электронов и дырок их равновесным значениям в высоколегированных областях.

Система уравнений (2) не описывает рекомбинацию носителей. Это означает, что уравнения (2) правильно описывают физические процессы на временах меньших, чем время жизни носителей в базе τ_r , которое легко оценить, задавшись типичным для $p-i-n$ -диодов отношением $W/L_D = 1$ ($L_D = \sqrt{D_a \tau_r}$, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии). В частности, при $W = 10$ мкм получим $\tau_{r1} = 52$ для GaAs, $\tau_{r2} = 64$ нс для Si. Как будет видно из расчетов, при плотности тока $j = 10^2 + 10^4$ А/см² диоды включаются за времена существенно меньшие, чем τ_r .

Момент времени, соответствующий включению диода, определялся по величине сопротивления R_d , которое вычислялось на каждом шаге по времени

$$R_d(t) = \frac{1}{S} \int_0^L \left[\frac{1}{e\mu_n n(x, t) + e\mu_p p(x, t)} \right] dx. \quad (5)$$

Диод считался включенным, когда его сопротивление становилось равным $R_{d0} = 5$ Ом, что при параллельном включении диода в линию соответствует отражению $\sim 90\%$ мощности падающей волны.

На рис. 2 показаны зависимости тока I и сопротивления диода R_d от времени в процессе включения GaAs и Si $p-i-n$ -диодов с толщиной базы $W = 5$ мкм. Из рис. 2 видно, что при внутреннем сопротивлении источника $R_1 = 50$ Ом ток существенно зависит от времени практически в течение всего процесса включения. При этом ток через GaAs диод нарастает быстрее, чем через Si диод. Такая ситуация реализуется благодаря большей, чем в Si, подвижности электронов в GaAs, что обеспечивает

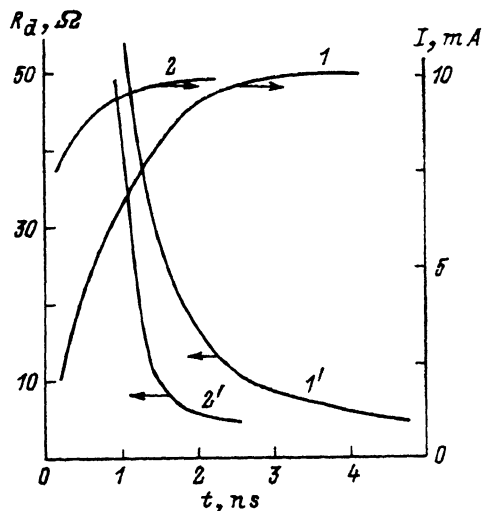


Рис. 2. Зависимости сопротивления диода R_d ($1'$, $2'$) и тока I (1 , 2) от времени в процессе включения $p-i-n$ -диода. $W = 5$ мкм. 1 , $1'$ — Si, 2 , $2'$ — GaAs.

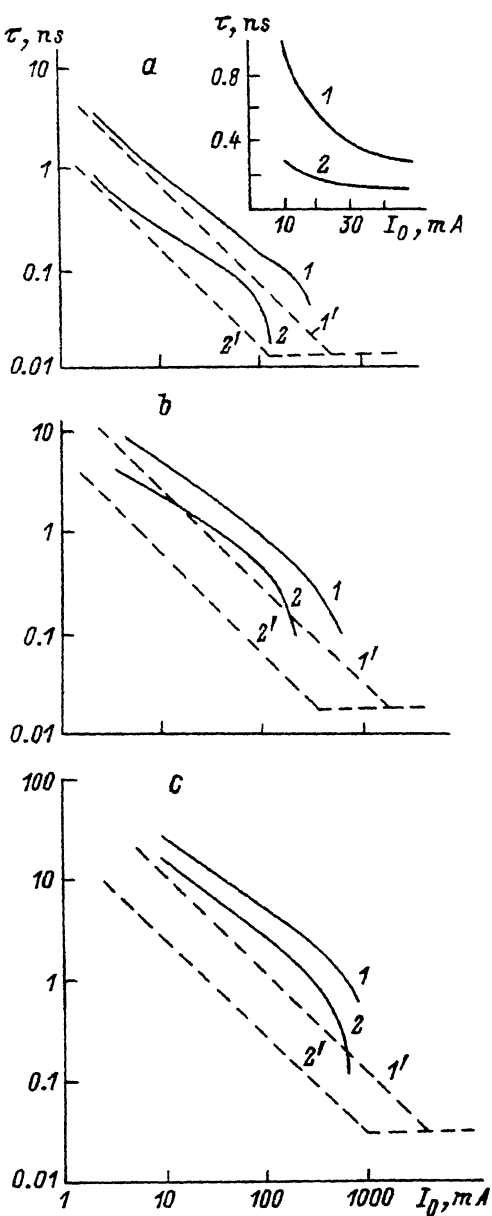


Рис. 3. Зависимости времени включения τ от тока I_0 . W , мкм: $a - 2.5$, $b - 5$, $c - 10$. 1, 1' — Si, 2, 2' — GaAs. 1, 2 — численное моделирование; 1', 2' — расчет по формуле (1). Горизонтальные штриховые линии соответствуют времени $\tau_{\min} = W/2v_s$. На вставке к рис. 3, a в линейном масштабе показаны кривые 1, 2 в диапазоне токов 10 ± 40 мА.

более быстрый спад сопротивления диода R_d .

На рис. 3 показаны зависимости времени включения τ от значения тока I_0 , устанавливающегося в конце процесса включения. Из рис. 3 видно, что в области малых токов $I_0 \leq 10$ мА рассчитанные значения τ стремятся к величинам, определяемым выражением (1). Наилучшее согласие с выражением (1) наблюдается для тонких диодов с $W = 2.5$ мкм (рис. 3). Хорошее совпадение результатов расчетов с оценкой по формуле (1) объясняется тем, что в диодах с тонкой базой при малых токах и, следовательно, сравнительно больших временах τ , за счет диффузии устанавливается практически однородное распределение $n(x)$, $p(x)$. По мере роста тока I_0 и уменьшения времени τ распределение носителей становится все более неоднородным. С увеличением степени неоднородности для достижения того же значения сопротивления R_d требуется больший заряд, введенный в базу и, следовательно, большее время, чем это предсказывается формулой (1).

Из сравнения рис. 3а—с видно, что с увеличением толщины базы W , кривые $\tau(I_0)$, полученные численным моделированием, все больше расходятся с зависимостями, полученными по формуле (1). Иными словами, время включения τ растет с ростом W быстрее, чем по закону $\tau \sim W^2$.

Кроме того, с ростом толщины базы W увеличивается разница в значениях τ для GaAs и Si диодов. Так, при $I_0 = 10$ мА и $W = 2.5$ мкм GaAs диоды дают выигрыш во времени включения в 4 раза — $\tau_1 = 0.25$ и $\tau_2 = 1$ нс соответственно для GaAs и Si. При том же токе и $W = 10$ мкм разница между GaAs и Si диодами гораздо меньше — $\tau_1 = 17$ и $\tau_2 = 25$ нс.

Указанные закономерности в зависимостях $\tau(W)$ объясняются тем, что с ростом толщины базы W неоднородность распределения носителей увеличивается, и тем быстрее, чем больше отношение μ_n/μ_p .

На рис. 3, a , кривые 1, 2 можно выделить диапазон токов, при котором зависимость $\tau(I_0)$ более пологая для GaAs, чем для Si. Вероятно, аналогичный

участок зависимости $\tau(I_0)$ наблюдался в работе [8], что позволило авторам сделать вывод о слабой зависимости времени включения GaAs диода от тока. Возможность такого вывода становится более очевидной, если представить приведенные на рис. 3, а графики таким же образом, как аналогичные зависимости представлены в работе [8], т. е. в линейном масштабе и в небольшом диапазоне токов (вставка к рис. 3, а).

Из рис. 3, а—с видно, что для всех диодов наблюдается резкий спад кривых $\tau(I_0)$ в области токов $I_0 > 100$ мА. Как показал расчет, при этих токах происходит переход к режиму, в котором база диода перекрывается фронтами электронов и дырок, движущимися навстречу друг другу с насыщенной скоростью v_s . В этом режиме диод включается за время, близкое к минимальному времени $\tau_{\min} = W/2v_s$, отмеченному на рис. 3, а—с горизонтальными штриховыми линиями.

На рис. 4 и 5 показаны профили распределения концентраций электронов и дырок в базе диода в процессе включения.

На рис. 4 показана динамика включения GaAs и Si $p-i-n$ -диодов при сравнительно небольшом токе $I_0 = 10$ мА. Кривые 5 соответствуют стационарным распределениям $p(x)$, рассчитанным по формулам из работы [13] при $I_0 = 10$ мА. Кривые 4 соответствуют моменту включения GaAs и Si диодов, т. е. состоянию, когда величина интеграла (5) равна $R_{\infty} = 5$ Ом.

Из рис. 4, а видно, что в GaAs в данном режиме относительно быстро устанавливается квазинейтральное распределение носителей с максимумом у p^+-n -перехода (кривая 1). Дальше процесс модуляции базы продолжается за счет дрейфа квазинейтральной плазмы от p^+-n -перехода по направлению к n^+-n -пере-

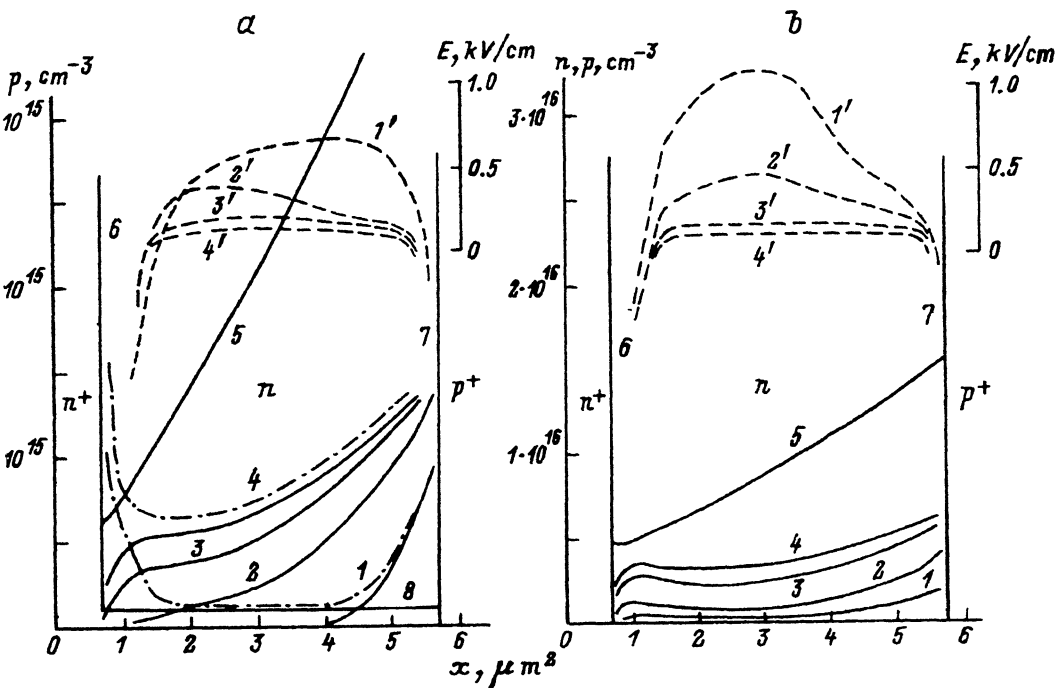


Рис. 4. Распределение носителей $p(x)$, $n(x)$ и электрического поля $E(x)$ в базе $p-i-n$ -диодов в процессе включения. $I_0 = 10$ мА 1+5 — $p(x)$, 1'+4' — $E(x)$, 6 — граница n^+ -области, 7 — граница p^+ -области. а — GaAs. Время t , нс: 1, 1' — 0.2; 2, 2' — 1.0; 3, 3' — 2.0; 4, 4' — 2.6. 5 — стационарное распределение $p(x)$. 8 — уровень легирования базы $N_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$. Штрихпунктирные кривые — распределение $n(x)$ в моменты времени $t_1 = 0.2$, $t_4 = 2.6$ нс. б — Si. Время t , нс: 1, 1' — 1.0; 2, 2' — 2.0; 3, 3' — 4.0; 4, 4' — 5.0.

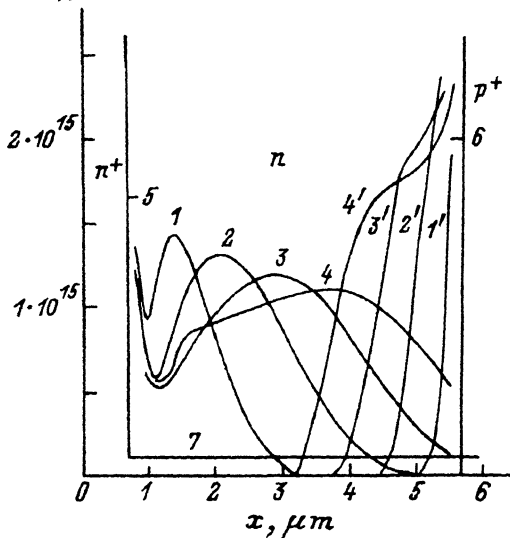
$n, p, \text{см}^{-3}$ 

Рис. 5. Распределение дырок $p(x)$ и электронов $n(x)$ в базе GaAs $p-i-n$ -диода в процессе включения. $I_0 = 200$ мА. 1+4 — $n(x)$; 1'+4' — $p(x)$. Время t , пс: 1, 1' — 10; 2, 2' — 20; 3, 3' — 30; 4, 4' — 40. 5 — граница n^+ -области, 6 — граница p^+ -области, 7 — уровень легирования базы. $N_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$.

ходу. Этот процесс, как видно из рис. 4, *a* занимает в GaAs диоде существенную часть времени переходного процесса. В момент времени $t = 1$ нс (кривая 2) плазма заполняет весь объем базы GaAs диода. После этого концентрация носителей растет примерно одинаково по всей длине базы (кривые 3, 4).

При включении Si $p-i-n$ -диода в том же режиме заполнение базы квазинейтральной плазмой происходит примерно за то же время $t = 1$ нс (рис. 4, *b*, кривая 1), что и в GaAs диоде. Однако кремниевый

диод включается медленнее, чем арсенид-галлиевый (рис. 2 и 3, *b*), и большую часть времени включения Si диода занимает равномерное нарастание концентрации носителей обоих знаков по всей длине диода. Этому процессу соответствует участок плавного изменения сопротивления R_d и весьма медленного нарастания тока I (рис. 2, кривые 1, 1').

На рис. 4, *a, b* показаны также распределения электрического поля в процессе включения. Видно, что даже при включении сравнительно небольшим током $I_0 = 10$ мА, напряженность электрического поля достаточно велика и, следовательно, полевой перенос играет существенную роль при включении. Расчет токов показывает, что диффузионный и полевой токи играют важную роль в течение всего процесса включения.

Электрическое поле слабо меняется по длине образца, за исключением приконтактных областей, где не выполняется условие квазинейтральности. Заметим, что общая ширина этих областей составляет 1.5–2 мкм. Следовательно, в тонких диодах $W < 3+4$ мкм указанные области занимают заметную часть от всей толщины базы.

Отметим, что как в Si, так и в GaAs диодах, концентрация носителей, соответствующая включенному состоянию, существенно меньше, чем концентрация в стационарном состоянии.

Из сравнения рис. 4, *a* и *b* видно, что распределение носителей в базе GaAs диода более неоднородно, чем в базе Si диода при тех же условиях. Именно этим, как указывалось ранее, объясняются основные особенности зависимостей времени включения τ от тока I_0 и толщины базы W (рис. 3).

На рис. 5 показаны распределения концентрации электронов и дырок в процессе включения GaAs диода при $I_0 = 200$ мА. Из сравнения с рис. 3, *b* видно, что значение $I_0 = 200$ мА соответствует участку резкого падения τ с ростом I_0 . Из рис. 5 ясно, в чем состоит механизм такого быстрого включения: от $p^+ - n$ -перехода движется фронт дырок, а от $n^+ - n$ -перехода — встречный фронт электронов. Скорость обоих фронтов равна насыщенной скорости v_s . Если концентрация носителей в этих фронтах достаточно велика, то включение заканчивается в момент встречи фронтов (очевидно, такая ситуация соответствует

предельно быстрому включению, показанному на рис. 3, a —с штриховыми линиями). С другой стороны, даже при малых значениях I_0 такой процесс встречного движения фронтов электронов и дырок обязательно имеет место в самом начале процесса включения. Однако при малых I_0 время этого процесса пренебрежимо мало по сравнению с полным временем τ . На рис. 5 показан промежуточный случай (рис. 3, b), когда время движения фронтов электронов и дырок навстречу друг другу $\tau_{\min} = W/2v_s$ составляет $\sim 1/4$ от полного времени включения.

Таким образом, в рамках прямого моделирования получают объяснение основные закономерности включения как Si, так и GaAs p — i — n -диодов.

Автор искренне признателен М. Е. Левинштейну за неоднократные обсуждения и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Г. С. Хижа, И. Б. Вендик, Е. А. Серебрякова. СВЧ фазовращатели и переключатели, 183, М. (1984).
- [2] R. H. Caverly, G. Hiller. IEEE Trans on MTT, MTT-S, 591, (1987).
- [3] A. Gopinath, H. Atwater. IEEE Trans. on ED, ED-35, 414 (1988).
- [4] R. H. Caverly, G. Hiller. Sol. St. Electron, 33, 1255 (1990).
- [5] Z. Abid, A. Gopinath. IEEE Trans. on MTT, MTT-38, 1526 (1991).
- [6] L. Thomas, A. Hing, A. Hughes, J. Beckerson, K. Wilson. Electron. Lett., 22, 1183 (1986).
- [7] J. V. Bellantoni, D. C. Bartle, D. Payne, G. Mc. Dermott, S. Bandla, R. Tayrani, L. Raffaelli. IEEE Trans. on MTT, 37, 2162 (1989).
- [8] C. Barrat, A. Christou, N. Jansen, R. E. Neidert, M. L. Jr. Ruess, C. W. Young. IEEE Trans. on MTT, MTT-S, 507 (1983).
- [9] R. Tayarani, R. W. Glew. Electron. Lett., 19, 479 (1983).
- [10] D. M. Caughey, R. E. Thomas. Proc. IEEE, 55, 2192 (1967).
- [11] N. M. Thim. J. Appl. Phys., 39, 3897 (1968).
- [12] V. L. Dalal, A. B. Dreeben, A. Trian. J. Appl. Phys., 42, 2864 (1971).
- [13] L. A. Delimova, Yu. V. Zhilyaev, V. Yu. Kachorovsky, M. E. Levinstein, V. V. Rossin. Sol. St. Electron., 31, 1101 (1988).

Редактор В. В. Чалдышев
