

К. А. Лукин, П. П. Максимов, Ю. А. Шиян

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: lukin.konstantin@gmail.com

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ В $PN-I-PN$ -СТРУКТУРАХ

В рамках диффузионно-дрейфовой модели полупроводников моделируется процесс преобразования частоты сигналов в Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структурах с резкими лавинными $p-n$ -переходами и постоянным обратным смещением. Исследованы нелинейные, частотные и фазовые искажения сигналов. Рассмотрен механизм преобразования частоты. Определены факторы, влияющие на преобразовательные свойства $pn-i-pn$ -структур. Показано, что коэффициент преобразования частоты постоянен. Ил. 10. Библиогр.: 18 назв.

Ключевые слова: полупроводник, $pn-i-pn$ -структура, ударная ионизация, лавинно-каскадное усиление, преобразование частоты.

Актуальной проблемой является создание преобразователей частоты сигналов миллиметрового (мм) и субмиллиметрового (субмм) диапазонов [1]. Преобразователь частоты состоит из смесителя и гетеродина, в качестве которого наиболее часто используются маломощные генераторы на диодах Ганна. Преобразование частоты сигнала происходит за счет нелинейности вольт-амперной характеристики смесительного диода. В настоящее время наибольшее применение в качестве смесителей сантиметрового и мм диапазонов длин волн получили точечно-контактные диоды и диоды с барьером Шоттки.

Решение этой проблемы может быть достигнуто в преобразователях частоты на основе обратносмещенных $pn-i-pn$ -структур с резкими $p-n$ -переходами и без применения гетеродинов [2, 3]. Эти структуры имеют существенно меньший шум лавинного умножения, потребляют меньше электро-энергии и более надежны в работе по сравнению с лавинно-пролетными диодами [4]. Впервые исследование электрических свойств обратносмещенных $pn-i-pn$ -структур с положительной обратной связью было выполнено в работах [5, 6], в которых показано, что на основе этих структур могут быть созданы детекторы частиц высокой энергии и генераторы хаотических колебаний.

Как известно [3], в приборах с ударной ионизацией лавинный ток экспоненциально нарастает и за короткий отрезок времени достигает величины, сравнимой с величиной предельного тока $p-n$ -переходов. При таком лавинном токе происходит компенсация заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей и, как следствие, существенное снижение электрического поля. Поэтому для адекватного описания протекающих процессов в $pn-i-pn$ -структурах необходимо учитывать взаимное влияние лавинного тока и электрического поля. Однако современная нелинейная теория, основанная на диффузионно-дрейфовой модели лавинно-пролетных диодов, ограничена описанием ударной ионизации, при которой заряд подвижных носителей существенно меньше заря-

да примесных атомов [7–9]. В этом случае влияние заряда подвижных носителей проявляется в незначительном снижении электрического поля.

В работах [2–4] была развита диффузионно-дрейфовая теория полупроводниковых структур с резкими лавинными $p-n$ -переходами, учитывающая взаимозависимость лавинного тока и электрического поля. Одним из основных результатов этой теории является обнаружение режима автоколебаний в резких $p-n$ -переходах при постоянном обратном смещении [10, 11].

Целью работы является исследование преобразовательных свойств и энергетических характеристик Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структур с резкими $p-n$ -переходами и определение возможности применения их в качестве новых преобразователей, в которых для преобразования частоты не требуется гетеродин.

1. Постановка задачи. На рис. 1 представлена полупроводниковая $pn-i-pn$ -структура с двумя резкими лавинными $p-n$ -переходами, связанными по дрейфовому току, и инъекцией потока электронов J_{in} , интенсивность которого изменяется по заданному закону.

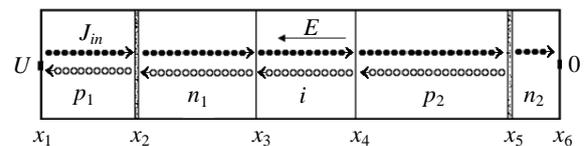


Рис. 1. Одномерная модель обратносмещенной $p_1n_1-i-p_2n_2$ -структуры с резкими лавинными p_1-n_1 - и p_2-n_2 -переходами (••• – электроны; ◦◦◦ – дырки; $U < 0$)

Точки x_2 и x_5 – границы раздела p - и n -областей $p-n$ -переходов; p_1 - и p_2 -области, однородно легированные примесью акцепторов; n_1 - и n_2 -области, однородно легированные примесью доноров; i -область собственного (слаболегированного) полупроводника; $x_2 = 0$ – начало координат. Внутренняя обратная связь по дрейфовому току между $p-n$ -переходами обусловлена лавинными процессами в обоих переходах и наличием

электрического поля E в i -области структуры. Статическое электрическое поле в $pn-i-pn$ -структуре и напряжение лавинного пробоя рассчитаны в соответствии с работой [12].

Математическая модель $pn-i-pn$ -структуры с ударной ионизацией представляет собой систему уравнений диффузионно-дрейфовой модели [2, 3, 7]. Для решения этих уравнений они были преобразованы в полуневязную разностную схему. Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает $O(\tau + h)$ (τ – шаг временной сетки, h – шаг пространственной сетки) [13]. Алгоритм решения этой схемы приведен в работе [14].

Общий коэффициент лавинно-каскадного усиления $pn-i-pn$ -структур определяется выражением [3]

$$M = \prod_{k=1}^K m_{1k} m_{2k}; \quad (1)$$

$$m_{1k} = \left\{ 1 - \int_{-L_{p1}}^{L_{n1}} \alpha_p \exp \left[- \int_{-L_{p1}}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \right\}_k^{-1}; \quad (2)$$

$$m_{2k} = \left\{ 1 - \int_{-L_{p2}}^{L_{n2}} \alpha_n \exp \left[- \int_x^{L_{p2}} (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \right\}_k^{-1}, \quad (3)$$

где m_{1k} , m_{2k} – коэффициенты k -го акта умножения в p_1-n_1 - и p_2-n_2 -переходах соответственно; K – число актов умножения. Электрическое поле E , входящее в коэффициенты ударной ионизации электронов $\alpha_n(E)$ и дырок $\alpha_p(E)$, находится в результате решения системы разностных уравнений диффузионно-дрейфовой модели. Поэтому коэффициент усиления (1) учитывает влияние заряда подвижных носителей на электрическое поле обедненной области $p-n$ -переходов. Число актов умножения K при заданном коэффициенте усиления M определяется исходя из компромисса между быстродействием и шумом лавинно-каскадного умножения в $pn-i-pn$ -структуры [3].

2. Вольтамперная характеристика.

На рис. 2 приведена характерная вольтамперная характеристика Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структур с учетом влияния заряда лавинного тока на электрическое поле $p-n$ -переходов. В отсутствие внешнего сигнала первичная ударная ионизация в p_1-n_1 -переходе инициируется темновым током J_{ns} . Видно, что эта характеристика имеет 3 участка, соответствующие экспоненциальному режиму усиления, нелинейному режиму (режим ограничения объемным зарядом) и режиму автоколебаний. Эти режимы на рис. 2 разделены соответственно

точками излома 1, 2 и точкой 3. Положение характерных точек излома на графике зависит от концентрации примесных атомов и величины амплитуды первичного тока, инициирующего ударную ионизацию в $p-n$ -переходах $pn-i-pn$ -структуры.

Точка 1 соответствует началу ударной ионизации в слоях умножения $p-n$ -переходов [3]. На участке 1–2 заряд лавинного тока мал, поэтому он практически не влияет на электрическое поле. Точка 2 характеризует начало развитого лавинного процесса, при котором заряд подвижных носителей сравним по величине с зарядом примесных атомов. В этом случае происходит компенсация заряда примесных атомов объемным зарядом лавинного тока. В результате на участке 2–3 лавинные приборы работают в режиме ограничения объемным зарядом подвижных носителей.

На участке 3 лавинный ток превышает пусковой, что приводит к возбуждению автоколебаний вследствие эффекта автомодуляции ударной ионизации [10, 11].

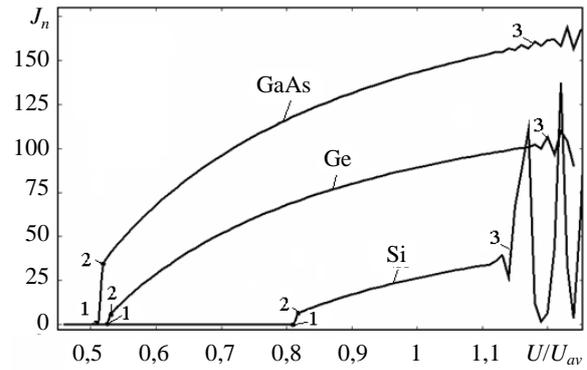


Рис. 2. Вольтамперная характеристика Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структур ($N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = N_a$; $J_{in} = 0$)

3. Искажения сигнала в $pn-i-pn$ -структурах.

Нелинейные искажения определяются амплитудной характеристикой, которая представляет собой зависимость амплитуды выходного тока J_n от амплитуды входного сигнала J_{in} . На рис. 3 приведены типичные амплитудные характеристики Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структур. Максимальная амплитуда входного сигнала ограничена величиной, при которой заряд лавинного тока полностью компенсирует заряд примесных атомов, что приводит к переключению $p-n$ -перехода с обратного смещения на прямое. Скорость насыщения электронов и дырок в кремниевых полупроводниках ниже, чем в германиевых и арсенид галлиевых. Поэтому предельный ток Si $p-n$ -перехода ниже, чем Ge и GaAs $p-n$ -переходов, соответственно меньше и максимальная амплитуда входного сигнала.

Из рис. 3 видно, что амплитуда выходного сигнала J_n нелинейно зависит от амплитуды

входного сигнала J_{in} . Изменение угла наклона амплитудной характеристики обусловлено влиянием заряда подвижных носителей на электрическое поле. По сравнению с одним $p-n$ -переходом лавинно-пролетного диода эта нелинейность менее выражена и может быть аппроксимирована прямой линией в узком интервале изменения J_{in} [15].

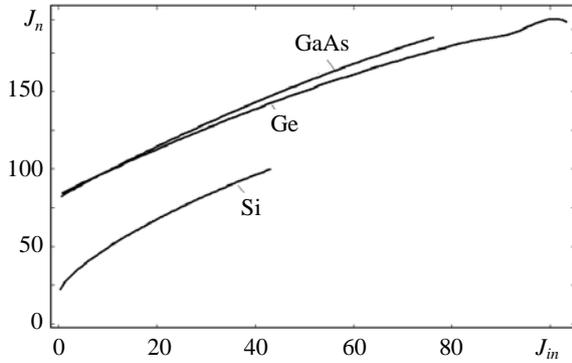


Рис. 3. Амплитудные характеристики Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структур ($N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = N_a$; $U/U_{av} = 0,95$; J , кА/см^2)

Частотные искажения определяются зависимостью коэффициента усиления $M = J_n / J_{in}$ от частоты входного сигнала (частотная характеристика). Типичные частотные характеристики Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структур приведены на рис. 4. Видно, что эти искажения без учета реактивных элементов усилительных устройств практически не наблюдаются (абсолютная погрешность 0,8 %).

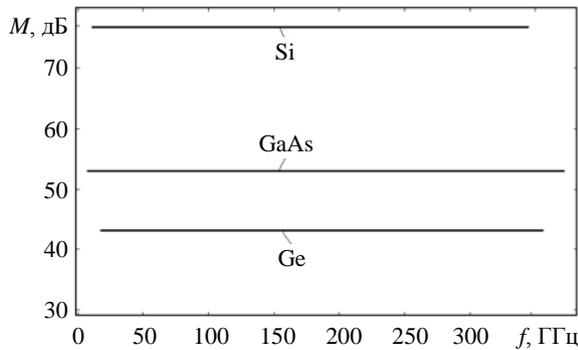


Рис. 4. Частотные характеристики Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структур ($N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = N_a$)

Фазовые искажения сигнала представляют собой изменение фазы сигнала в $pn-i-pn$ -структуре и определяются с помощью спектрального анализа. Представим входной сигнал в виде суммы двух синусоидальных колебаний с равной амплитудой

$$J_{in} = J_0 [\sin(\omega_1 t + \varphi_{01}) + \sin(\omega_2 t + \varphi_{02})], \quad (4)$$

где J_0 – амплитуда; ω – круговая частота; φ_0 – начальная фаза. На рис. 5 представлены фазовые искажения входного сигнала J_{in} (5) в

GaAs $pn-i-pn$ -структуре. Согласно рис. 5 фаза сигнала искажается, что связано с изменением формы сигнала при многократном прохождении им i -области структуры и усилении его при многократной ударной ионизации в слоях умножения $p-n$ -переходов. При снижении напряжения на структуре ($U/U_{av} = 0,08$) фазовые искажения увеличиваются, так как увеличивается время дрейфа электронов и дырок в i -области структуры вследствие уменьшения их дрейфовых скоростей. Для сравнения отметим, что в резках Ge, Si и GaAs $p-n$ -переходах фазовые искажения уменьшаются при увеличении амплитуды входного сигнала и увеличиваются при уменьшении амплитуды J_{in} [15].

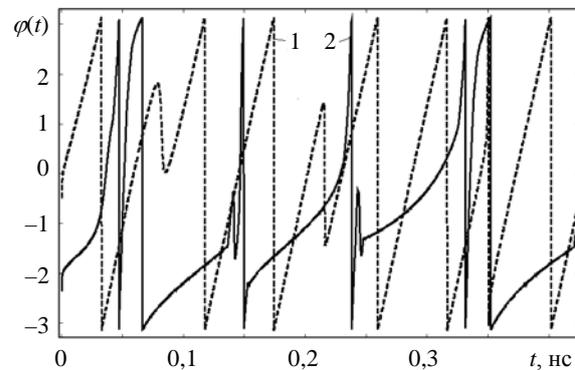


Рис. 5. Фазовые искажения входного сигнала J_{in} в GaAs $pn-i-pn$ -структуре ($N_{a1} = 9,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d2} = N_{a1}$; $N_{d1} = 5,25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{a2} = N_{d1}$; $J_0/J_{lim} = 0,15$; $U/U_{av} = 0,8$: кривая 1 – фаза входного сигнала; кривая 2 – выходного сигнала; $v_{ni}/v_{sn} = 0,907$; $v_{pi}/v_{sp} = 0,085$)

В режиме усиления общий коэффициент умножения M $pn-i-pn$ -структуры может быть аппроксимирован выражением $M = (M_1 M_2)^N$, где N – число актов ударной ионизации [3]. При больших N коэффициенты M_1 и M_2 небольшие и в $p-n$ -переходах на каждом акте ударной ионизации происходит линейное усиление. В $pn-i-pn$ -структуре с линейно-каскадным усилением преобразование частоты эффективно, если ее параметры изменяются в процессе преобразования сигнала [16].

В результате решения разностных уравнений диффузионно-дрейфовой модели получаем дискретизированную реализацию x_n , состоящую из N последовательных отсчетов $x(n\tau)$, где $n = 0, \dots, N-1$; τ – временной шаг (интервал), через который получены точки дискретизации. Амплитуда J_0 и частота ω входного сигнала (4) постоянны в пределах времени измерения τN . Основным параметром, определяющим точность оценки частоты, является шаг частоты дискретизации δf_s . Для дискретизированного процесса $x(n\tau)$ с частотой дискретизации f_s шаг частоты дискретизации равен $\delta f_s = f_s / N$. Данный параметр

использован в качестве единицы измерения абсолютной погрешности частоты.

В $pn-i-pn$ -структуре с положительной обратной связью по дрейфовому току между $p-n$ -переходами с течением времени $n\tau$ электроны и дырки многократно проходят области n_1 , i и p_2 , поэтому h и $\tau = h/v$ зависят от номера отсчета $n = t/\tau$ (рис. 6). Для каждой из областей n_1 , i и p_2 шаг h постоянен, так как он определяется выражением $h = L/k$ (L – размер области; $k = \text{const}$ – число узлов области). Кроме того, пролетное время L/v электронами и дырками этих областей различно, так как их дрейфовые скорости v различны (рис. 6, а). Следовательно, пролетное время является переменным параметром $pn-i-pn$ -структуры, а преобразование частоты в них происходит, как в системе с переменным параметром [16].

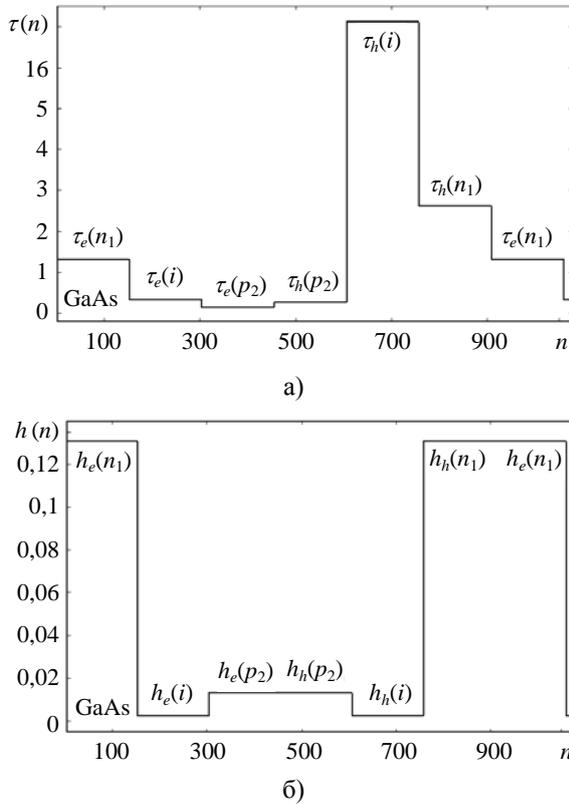


Рис. 6. Зависимость временного шага τ , пс (а) и пространственного шага h , мкм (б) от номера отсчета n в GaAs $pn-i-pn$ -структуре ($M_1 = 1,2$; $M_2 = 1,14$; $N_{a1} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d1} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_{a2} = N_{a1}$; $N_{d2} = N_{d1}$)

4. Преобразование гармонических сигналов. Представим входной сигнал в виде гармонического колебания

$$J_{in} = J_0 \sin(\omega_1 t + \varphi_0), \quad (5)$$

где J_0 – амплитуда; ω – круговая частота; φ_0 – начальная фаза.

Гармонические колебания (4)–(5) периодически принимают отрицательные значения,

поэтому они были смещены по оси ординат на величину J_0 . На рис. 7, а приведены спектры входного гармонического сигнала S_1 и выходного сигнала S_2 Ge $pn-i-pn$ -структуры, полученные с помощью дискретного преобразования Фурье. Видно, что спектр выходного сигнала S_2 существенно отличается от спектра входного сигнала S_1 . Входной сигнал S_1 имеет частоту $f_1 = 80$ ГГц и амплитуду 30 дБ. Выходной сигнал S_2 состоит из 1-й гармоники частотой $f_2 = 21$ ГГц и амплитудой 23 дБ, а также 2-й гармоники частотой $f_3 = 42$ ГГц и амплитудой 17 дБ. Коэффициент преобразования частоты f_1 равен $k_{f1} = f_2/f_1 = 0,263$.

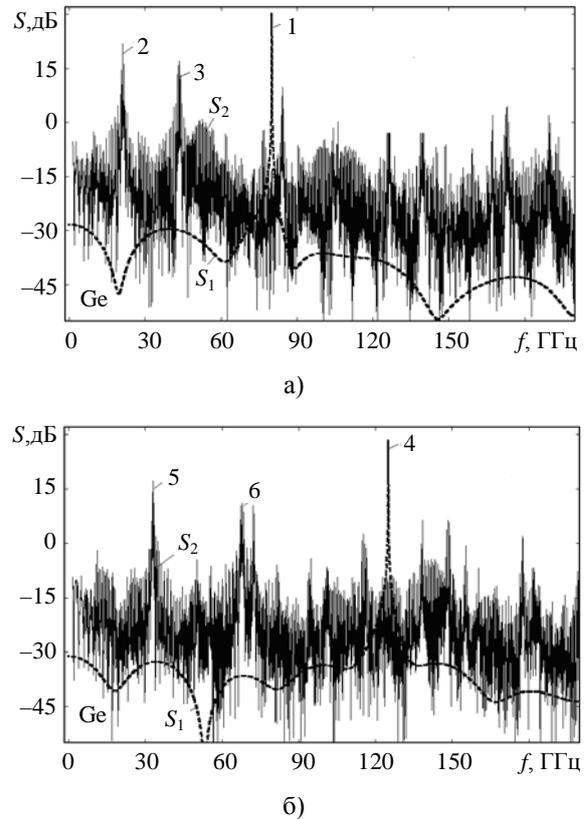


Рис. 7. Дискретный фурье-спектр двух сигналов, преобразованных в Ge $pn-i-pn$ -структуре: S_1 – спектр входного сигнала; S_2 – спектр выходного сигнала; а) – $f_1 = 80$ ГГц; б) – $f_4 = 125$ ГГц ($M_1 = 1,0029$; $M_2 = 1,0028$; $N_{a1} = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d1} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_{a2} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_{d2} = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$)

На рис. 7, б приведены спектры второго входного гармонического сигнала S_1 и выходного сигнала S_2 Ge $pn-i-pn$ -структуры. Частота входного сигнала S_1 равна $f_4 = 125$ ГГц, амплитуда – 28 дБ. Спектр выходного сигнала S_2 содержит основную гармонику частотой $f_5 = 33$ ГГц с амплитудой 17 дБ и 2-ю гармонику частотой $f_6 = 66$ ГГц и амплитудой 12 дБ. Коэффициент преобразования частоты f_4 равен $k_{f4} = f_5/f_4 = 0,264$.

Из рис. 7 видно, что при изменении частоты входного сигнала в диапазоне 80...125 ГГц

коэффициент преобразования частоты k_f постоянен. Коэффициент усиления обоих переходов *pn-i-pn*-структуры близок к единице $M_{1,2} \sim 1$. Следовательно, усиление линейное, а преобразование частоты сигнала обусловлено внутренней обратной связью по дрейфовому току между *p-n*-переходами, при которой пролетное время электронами и дырками одних и тех же участков Ge *pn-i-pn*-структуры является величиной переменной (рис. 6).

В работе [17] показано, что в *pn-i-pn*-структурах с резкими лавинными *p-n*-переходами при постоянном обратном смещении возбуждаются многочастотные автоколебания. Первичная ударная ионизация в этих структурах инициировалась темновым током. Из рис. 7 следует, что многочастотные автоколебания в Ge *pn-i-pn*-структурах возбуждаются и при инициации ударной ионизации в *p-n*-переходах гармоническим сигналом J_{in} . Однако амплитуды многочастотных автоколебаний существенно меньше амплитуды основной гармоники выходного сигнала. Пролетное время электронами и дырками в Ge *pn-i-pn*-структуре является переменной величиной и при больших коэффициентах умножения $M_{1,2}$ в *p-n*-переходах. В этом случае образуются комбинационные частоты, что усложняет спектральный анализ.

Рассмотрим преобразование в Ge *pn-i-pn*-структуре двухчастотных гармонических сигналов (4), частоты которых равны $f_1 = 80$ ГГц и $f_4 = 125$ ГГц. На рис. 8 представлены дискретные спектры Фурье S_1 входного сигнала J_{in} (спектральные линии 1 и 4) и S_2 выходного сигнала J_n (спектральные линии 2, 3, 5, 6).

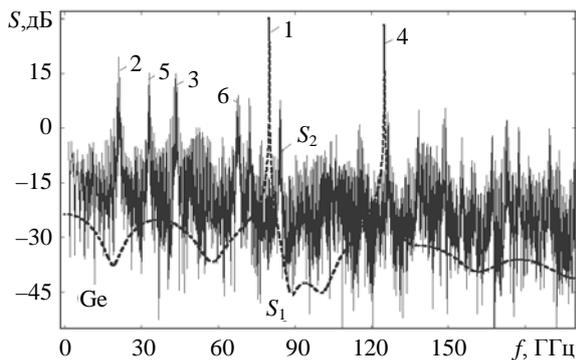


Рис. 8. Дискретный фурье-спектр двухчастотного входного сигнала S_1 с частотами $f_1 = 80$ ГГц (спектральная линия 1) и $f_4 = 125$ ГГц (4) и выходного сигнала S_2 Ge *pn-i-pn*-структуры

Из сравнения рис. 7 и 8 следует, что спектр выходного двухчастотного сигнала совпадает с суммарным спектром двух одночастотных сигналов – в нем отсутствуют комбинационные частоты. Следовательно, в Ge *pn-i-pn*-структуре

при малых коэффициентах усиления $M_{1,2} \sim 1$ коэффициент преобразования частоты постоянен и равен $k_f = 0,26$. Расчеты показывают, что этот вывод справедлив и для Si и GaAs *pn-i-pn*-структур.

В отличие от *pn-i-pn*-структур, в резких Ge, Si и GaAs *p-n*-переходах преобразование частоты происходит за счет нелинейности вольт-амперной характеристики, поэтому спектр двухчастотного выходного сигнала содержит комбинационные частоты [15].

5. Преобразование хаотических сигналов.

В разделе 4 показано, что в Ge *pn-i-pn*-структуре происходит преобразование частоты гармонического сигнала, при котором комбинационные частоты не образуются. Рассмотрим преобразование хаотического сигнала. На рис. 9, а приведен входной сигнал J_{in} с несущей частотой $f = 50$ ГГц, полученный фильтрацией хаотического сигнала со сплошным спектром, и преобразованный в Si *pn-i-pn*-структуре выходной сигнал J_n (рис. 9, б) [18].

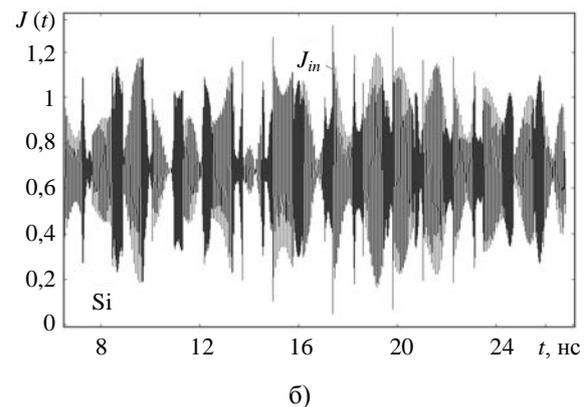
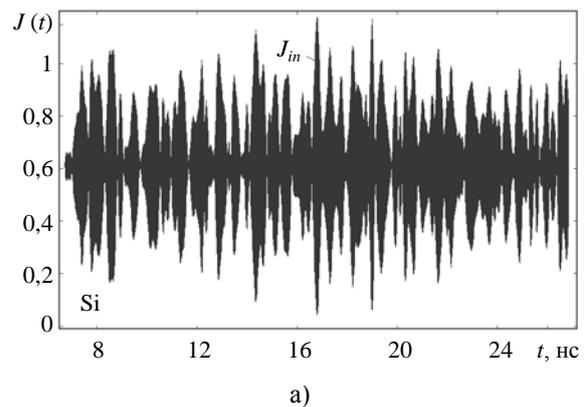


Рис. 9. Преобразование хаотического сигнала с несущей частотой $f = 50$ ГГц в Si *pn-i-pn*-структуре: а) – входной сигнал; б) – выходной сигнал ($M_1 = 1,058$; $M_2 = 1,056$; $N_{a1} = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d1} = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_{a2} = N_{d1}$; $N_{d2} = N_{d1}$)

На рис. 10 иллюстрируется фурье-спектр хаотических сигналов, приведенных на рис. 9. Видно, что спектр входного сигнала S_1 имеет не-

сущую частоту $f_1 = 50$ ГГц. Спектр выходного сигнала S_2 имеет низкочастотную несущую частоту $f_2 = 12,9$ ГГц и ее гармонику f_3 . Коэффициент преобразования частоты $k_f = f_2/f_1 = 0,258$.

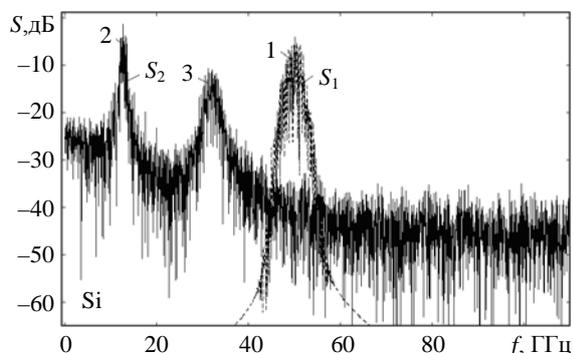


Рис. 10. Дискретный фурье-спектр хаотического входного сигнала S_1 и выходного сигнала S_2 Si $pn-i-pn$ -структуры (спектральная линия 1 – несущая частота входного сигнала; 2 – несущая частота выходного сигнала и 3 – ее гармоника)

Таким образом, преобразование частоты гармонических и хаотических сигналов в $pn-i-pn$ -структурах происходит без применения гетеродина. Коэффициент преобразования частоты постояен.

Выводы. Показано, что в Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структурах с резкими лавинными $p-n$ -переходами и постоянным обратным смещением происходит преобразование высокочастотного сигнала в низкочастотный, как в системе с переменным параметром. Для преобразования частоты не требуется гетеродина. Коэффициент преобразования частоты гармонических и хаотических сигналов в $pn-i-pn$ -структурах постояен. При преобразовании двухчастотных сигналов комбинационные частоты не образуются (при малых коэффициентах умножения в $p-n$ -переходах $pn-i-pn$ -структуры).

Нелинейные искажения сигнала в $pn-i-pn$ -структурах обусловлены влиянием заряда подвижных носителей на электрическое поле и могут быть аппроксимированы прямой линией в узком интервале изменения амплитуды входного сигнала. Они менее выражены по сравнению с искажениями в резких $p-n$ -переходах.

Частотные искажения сигнала без учета реактивных элементов усилительных устройств практически не наблюдаются (абсолютная погрешность $\sim 0,8$ %).

Фазовые искажения сигнала существенны и обусловлены изменением формы сигнала при лавинно-каскадном усилении в $pn-i-pn$ -структуре. Они увеличиваются при снижении напряжения на структуре, так как увеличивается время дрейфа электронов и дырок в i -области структуры вследствие уменьшения их дрейфовых скоростей.

Результаты исследований представляют интерес для разработчиков преобразователей частоты мм и субмм диапазонов, в которых.

Библиографический список

1. Малошумящий СИС смеситель на частоту 1 ТГц с двойной дипольной антенной / С. В. Шитов, А. В. Марков, Б. Д. Джексон и др. // Журн. техн. физики. – 2002. – 2, вып. 9. – С. 87–92.
2. Lukin K. A. Internal Amplification of Current Pulses Inside a Reverse-Biased PNIPN-Structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita, P. P. Maksymov // Intern. J. Modelling and Simulation. – 2003. – 23, N 2. – P. 77–84.
3. Лукин К. А. Лавинно-каскадное усиление импульса в $pn-i-pn$ -структуре с обратносмещенными $p-n$ -переходами / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2008. – 13, № 1. – С. 118–124.
4. Лукин К. А. Моделирование импульсного фотоумножителя на основе $pn-i-pn$ -структуры с обратносмещенными $p-n$ -переходами / К. А. Лукин, Х. А. Сердейра, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2007. – 12, №2. – С. 444–450.
5. Lukin K. A. Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with $p-n-i-p-n$ -Structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // IEEE Trans. on Electron Devices. – 1996. – 43, N 3. – P. 473–478.
6. Lukin K. A. Chaotic instability of currents in a reverse biased multilayered structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // Appl. Phys. Lett. – 1997. – 71, N 17. – P. 2484–2486.
7. Тагер А. С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. – М.: Сов. радио, 1968. – 480 с.
8. Зи С. Физика полупроводниковых приборов в 2-х кн. Кн. 2 / С. Зи; пер. с англ. под ред. Р. А. Сурица. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
9. Кэрролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэрролл; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
10. Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased $p-n$ junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 83, N 20. – P. 4643–4645.
11. Лукин К. А. Режим автоколебаний в резких $p-n$ -переходах с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2008. – 13, № 2. – С. 232–238.
12. Лукин К. А. Статические электрические поля в обратносмещенных $pn-i-pn$ -структурах / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2002. – 7, № 2. – С. 317–322.
13. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов – М.: Наука. 1980. – 352 с.
14. Максимов П. П. Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными $p-n$ -переходами / П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2008. – 13, № 3. – С. 523–528.
15. Максимов П. П. Моделирование СВЧ-смесителей на основе резких $p-n$ -переходов / П. П. Максимов // Там же. – С. 529–534.
16. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы / И. С. Гоноровский. – М.: Сов. радио. 1964. – 696 с.
17. Лукин К. А. Многочастотные автоколебания в полупроводниковых структурах с двумя связанными лавинными $p-n$ -переходами / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2009. – 14, № 1 – С. 81–87.

18. Лукин К. А. Уменьшение объема данных в шумовом радиолокаторе со спектральной обработкой / К. А. Лукин, Ю. А. Шиян // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, № 2. – С. 271–278.

Рукопись поступила 10.11.2011.

К. А. Lukin, P. P. Maksymov, Ju. A. Shiyan

TRANSFORMATION OF FREQUENCY IN $PN-I-PN$ STRUCTURES

Within the framework of diffusive-drifting model of semiconductors, the process of transformation of frequency of signals is designed in Ge, Si and GaAs $pn-i-pn$ -structures with abrupt avalanches $p-n$ -junctions and the permanent reversed bias. Nonlinear, frequency and phase distortions of signal are explored. The new mechanism of transformation of frequency is considered. Factors influencing on transforming properties of $pn-i-pn$ -structures are

considered. It is shown that coefficient of transformation of frequencies is constant.

Key words: semiconductor, $pn-i-pn$ -structure, avalanche-cascade amplification, impact ionization, transformation of frequency.

К. О. Лукін, П. П. Максимов, Ю. А. Шиян

ПЕРЕТВОРЕННЯ ЧАСТОТИ В $PN-I-PN$ -СТРУКТУРАХ

В рамках дифузійно-дрейфової моделі напівпровідників моделюється процес перетворення частоти сигналів у Ge, Si і GaAs $pn-i-pn$ -структурах з різкими лавинними $p-n$ -переходами і постійним зворотним зсувом. Досліджено нелінійні, частотні й фазові спотворення сигналів. Розглянуто механізм перетворення частоти. Визначено чинники, що впливають на перетворювальні властивості $pn-i-pn$ -структур. Показано, що коефіцієнт перетворення частоти постійний.

Ключові слова: напівпровідник, $pn-i-pn$ -структура, лавинно-каскадне посилення, ударна іонізація, перетворення частоти.