

РЕЖИМ АВТОКОЛЕБАНИЙ В РЕЗКИХ *p-n* ПЕРЕХОДАХ С ПОСТОЯННЫМ ОБРАТНЫМ СМЕЩЕНИЕМ

К. А. Лукин, П. П. Максимов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: Lndes@kharkov.com*

Численными методами решены уравнения диффузионно-дрейфовой модели обратно смещенных *p-n* переходов. Исследован режим автоколебаний в резком *p-n* переходе с постоянным обратным смещением. Показано, что уравнения диффузионно-дрейфовой модели рассматриваемых *p-n* переходов являются уравнениями математической модели автоколебательной системы. Исследован механизм возникновения автоколебаний. Установлены факторы, влияющие на частоту, амплитуду и спектр автоколебаний. Определен диапазон частот обратно смещенных *p-n* переходов из различного материала. Ил. 9. Табл. 3. Библиогр.: 18 назв.

Ключевые слова: полупроводник, автоколебательная диффузионно-дрейфовая модель полупроводников, обратно смещенный *p-n* переход, ударная ионизация.

Одними из полупроводниковых приборов, использующих явление ударной ионизации, являются лавинно-пролетные диоды (ЛПД, IMPATT-диоды) [1-3]. Как известно, генерация колебаний в ЛПД возникает при подаче на диод переменного напряжения [1-4]. В статическом режиме при напряжении большем пробивного ток через диод ограничивается пространственным зарядом основных носителей тока электронов и дырок, проходящих соответственно через *p*- и *n*-области обедненного слоя в *p-n* ЛПД или через *i*-область в *p-i-n* ЛПД [2]. Очевидно, что с развитием лавинного процесса растет заряд подвижных носителей и увеличивается его влияние на процесс ударной ионизации. В работе [1] отмечалось, что электронный объемный заряд, снижая напряженность электрического поля у катода, создает в диоде с полевой эмиссией своеобразный механизм внутренней отрицательной обратной связи. При некоторых условиях такая связь может оказаться достаточной, чтобы в диоде возникли автоколебания, вообще не нуждающиеся во внешнем добротном резонансном контуре. Однако объяснение приведенного факта до сих пор не найдено. Актуальность этой задачи обусловлена изучением возможности дальнейшего продвижения в область более высоких частот и создания терагерцовых (ТГц) генераторов на основе обратно смещенных *p-n* переходов с ударной ионизацией. К настоящему времени благодаря развитию технологии формирования активного элемента на кремниевой металлизированной мембране рабочий диапазон IMPATT-диодов увеличен до 200-350 ГГц [5]. В работах [6-8] впервые численно исследована токовая неустойчивость в лавинном *p-n* переходе при постоянном напряжении на нем. Показано, что при определенных условиях в резких *p-n* переходах возбуждаются автоколебания при постоянном обратном смещении.

Целью настоящей работы является моделирование режима автоколебаний в германиевых, кремниевых и арсенид галлиевых *p-n* переходах с постоянным обратным смещением, исследование механизма возникновения автоколебаний и определение факторов, влияющих на частоту, амплитуду и спектр.

1. Постановка задачи. Одномерный обратно смещенный *p-n* переход приведен на рис. 1.

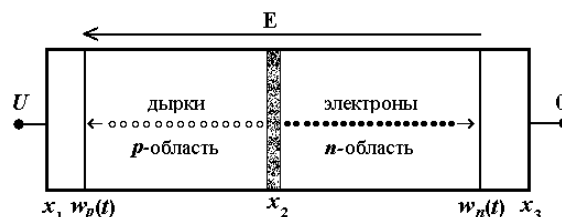


Рис. 1. Одномерная модель обратно смещенного *p-n* перехода с подвижными границами обедненной области ($U < 0$)

На резкий *p-n* переход подано обратное смещение, превышающее напряжение пробоя перехода U/U_{av} . Расчет этого смещения выполнен в соответствии с методикой работы [9]. В качестве математической модели обратно смещенных *p-n* переходов используем уравнения диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) [2, 3, 10]

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_0} (p + n + N); \quad \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} = -E(x, t); \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n, p); \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n, p); \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} J_n &= qn\mu_n E + qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad J_{cm} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \\ J_p &= qp\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \right\}; \quad (4)$$

$$J(t) = J_n(x, t) + J_p(x, t) + J_{см}(x, t), \quad (5)$$

где E – напряженность электрического поля; φ – электрический потенциал; J – плотность полного тока; J_n – плотность электронного тока; J_p – плотность дырочного тока; $J_{см}$ – плотность тока смещения; n – концентрация электронов в зоне проводимости; p – концентрация дырок в валентной зоне; q – абсолютное значение заряда электрона; ε_0 – диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $N(x) = \begin{cases} -N_a, & x_1 \leq x < x_2; \\ N_d, & x_2 < x \leq x_3 \end{cases}$ –

распределение примесных атомов в p-n переходе; N_a, N_d – концентрация примесных акцепторов и доноров соответственно; $R(n, p)$ – скорость рекомбинации электронов и дырок [4];

$$\alpha_{n,p}(E) = A_{n,p} \exp \left[- \left(\frac{b_{n,p}}{E} \right)^{m_{n,p}} \right] - \text{коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок соответственно [11]; } D_n, D_p - \text{коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые связаны с подвижностями } \mu_n, \mu_p \text{ соотношениями Эйнштейна } \mu_n = D_n / \varphi_0; \mu_p = D_p / \varphi_0; \varphi_0 = kT / q; T - \text{абсолютная температура; } k - \text{постоянная Больцмана; } w_p, w_n - \text{координаты обедненных } p \text{ и } n \text{-областей } p \text{-} n \text{-перехода.}$$

Уравнения ДДМ дополняются граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} E(w_p, t) = 0, E(w_n, t) &\neq 0, \\ \varphi(w_p, t) = V(t), \varphi(w_n, t) &= 0, \\ J_p(w_p, t) = J(t) - J_{ns}(w_p, t), \\ J_n(w_n, t) = J(t) - J_{ps}(w_n, t) \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

начальным условием

$$J(w_n, t = 0) = J_{ns} + J_{ps} \quad (7)$$

и условиями непрерывности электрического поля и потенциала на границе раздела p- и n-областей

$$\left. \begin{aligned} E(x, t)|_{x=x_2-0} &= E(x, t)|_{x=x_2+0}, \\ \varphi(x, t)|_{x=x_2-0} &= \varphi(x, t)|_{x=x_2+0} \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

где J_{ns}, J_{ps} – плотность электронного и дырочного токов тепловой генерации соответственно; $V(t) = - \int_{w_p}^{w_n} E(x, t) dx$ – падение напряжения на p-n переходе.

Уравнения ДДМ при численном решении преобразовывались в безразмерные уравнения следующим образом: $E' = E / E_0$; $\varphi' = \varphi / \varphi_0$; $n' = n / n_i$; $p' = p / n_i$; $N' = N / n_i$; $x' = x / L_0$; $t' = t / t_0$; $J'_p = J_p / J_0$; $J'_n = J_n / J_0$; $J'_{см} = J_{см} / J_0$; $D'_p = D_p / D_0$; $D'_n = D_n / D_0$. Основные нормировочные коэффициенты равны: $E_0 = \varphi_0 / L_0, \text{ В/м}$; $D_0 = 1, \text{ м}^2 / \text{с}$; $\varphi_0 = kT / q, \text{ В}$; $L_0 = \sqrt{\varepsilon_0 \varphi_0 / q n_i}, \text{ м}$; $J_0 = q n_i D_0 / L_0, \text{ А/м}^2$; $t_0 = L_0^2 / D_0, \text{ с}$.

Алгоритм решения уравнений ДДМ использует модифицированный метод встречных прогонок [12], схему бегущего счета [13], метод расчета полупроводниковых структур с резкими p-n переходами [14] и разностный метод расчета лавинных p-n переходов в режиме автогенерации [15]. При решении уравнений ДДМ диффузионный ток не учитывается, так как он существенно меньше дрейфового тока [2, 14]. Шаг на временной сетке τ и шаг на пространственной сетке h удовлетворяют условию Куранта $\tau \leq h / v$ (v – скорость носителей тока). Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает $O(\tau + h)$ [13].

2. Коэффициенты ударной ионизации и напряжение лавинного пробоя. В полупроводниках при сильных электрических полях происходит ударная ионизация, инициируемая электронами или дырками и характеризуемая числом генерированных электронно-дырочных пар в единицу времени на единичной длине. На рис. 2 представлены графики зависимости отношения коэффициентов ударной ионизации $K(E) = \alpha_p(E) / \alpha_n(E)$ от электрического поля, построенные по формулам экспоненциальной зависимости коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок [11].

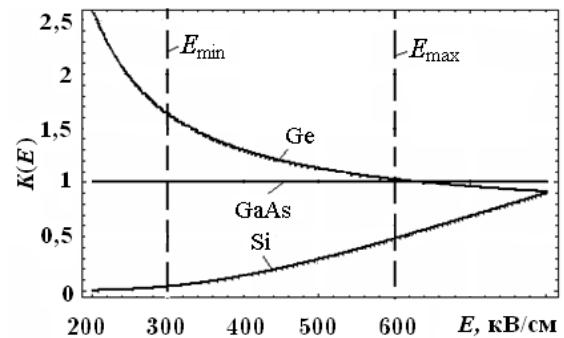


Рис. 2. Зависимость отношения коэффициентов ударной ионизации $k(E)$ от электрического поля E полупроводников из различного материала

Пунктирными линиями отмечен интервал значений электрического поля, в котором аппроксимация коэффициентов ударной ионизации аналитическим выражением с графической точностью совпадает с экспериментальными данными [3, 11].

Одним из основных параметров p-n переходов является напряжение лавинного пробоя U_{av} . На рис. 3 приведены результаты графики численного расчета и аналитической зависимости U_{av} , построенная с помощью выражения [3, 16].

$$U_{av}(N_b) = 60 \left(E_g / 1,1 \right)^{3/2} \left(N_b / 10^{16} \right)^{\gamma_2}, \quad (9)$$

где $\gamma_2 = 0,69$; E_g – ширина запрещенной зоны; N_b – концентрация основных носителей заряда. Видно, что в интервале значений $10 \div 100$ В расчет напряжения пробоя GaAs p-n перехода по формуле (9) (кривая 1) практически совпадает с численным расчетом U_{av} симметричного p-n перехода (кривая 2). В случае несимметричного p-n перехода численный расчет U_{av} (кривая 3) значительно отличается от расчета по формуле (9).

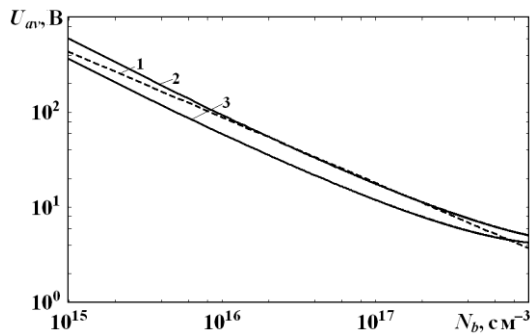


Рис. 3. Зависимость напряжения пробоя GaAs p-n перехода от концентрации примесных атомов (кривая 1 – аналитическая аппроксимация по формуле (9), 2 – численный расчет симметричного p-n перехода $N_a = N_d$, 3 – численный расчет несимметричного p-n перехода $N_a = 0,1N_d$)

3. Режим автоколебаний. Характерные автоколебания плотности электронного тока Si p-n перехода представлены на рис. 4.

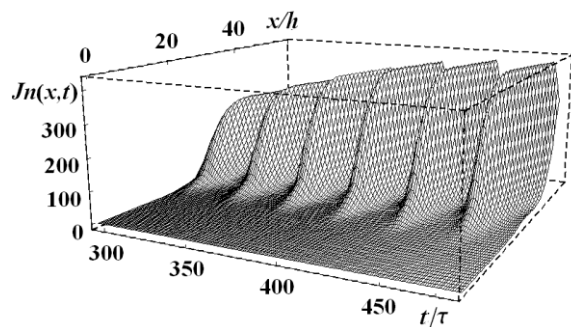


Рис. 4. Плотность электронного тока обратного смещенного Si p-n перехода как функция времени и координаты ($U/U_{av} = 1,75$)

Видно, что вдоль оси x/h в слое умножения p-n перехода амплитуда плотности тока J_n увеличивается вследствие лавинно-каскадного умножения носителей и модулируется во времени. Амплитуда автоколебаний с течением времени насыщается.

Электрическое поле и плотность электронного тока изменяются с периодом T (рис. 5). Ток запаздывает относительно поля на величину t_d (рис. 5,а). Наличие запаздывания обусловлено инерционностью ударной ионизации в слое умножения p-n перехода и конечностью времени пробега носителями заряда через этот слой. Из рисунка видно, что частота зависит от концентрации примесных атомов. При изменении N_a от 10^{16} до $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ частота увеличилась от 114 до 315 ГГц (за счет увеличения заряда подвижных носителей).

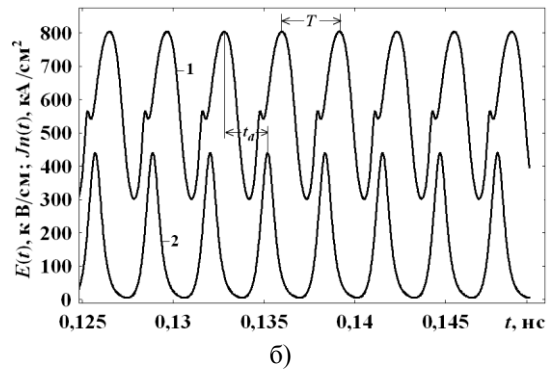
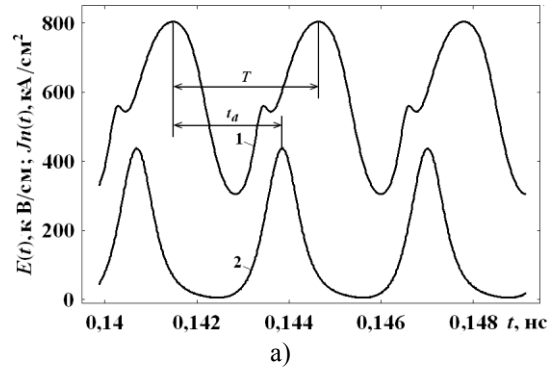


Рис. 5. Зависимости электрического поля $E(x)$ (кривая 1) и плотности электронного тока $J_n(x)$ (кривая 2) Si p-n перехода от времени при различных концентрациях примесных атомов: а) - $N_a/N_d = 0,1$; б) - $N_a/N_d = 0,5$; ($U/U_{av} = 1,15$; $N_d = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³)

Размеры обедненной области p-n перехода определяются из уравнения Пуассона (1). Так как лавинный ток изменяется со временем (см. рис. 5), то его заряд также изменяется со временем. Поэтому от времени зависит и ширина обед-

ненной области Si p - n перехода $w(t)$. Для решения уравнений ДДМ в области с подвижными границами применен метод, учитывающий эту особенность задачи [15].

Из рис. 6 видно, что в Si p - n переходе в режиме автоколебаний происходит модуляция ширины обедненной области. С течением времени амплитуда колебаний насыщается. Величина и время насыщения амплитуды зависят от напряжения пробоя p - n перехода и величины обратного смещения.

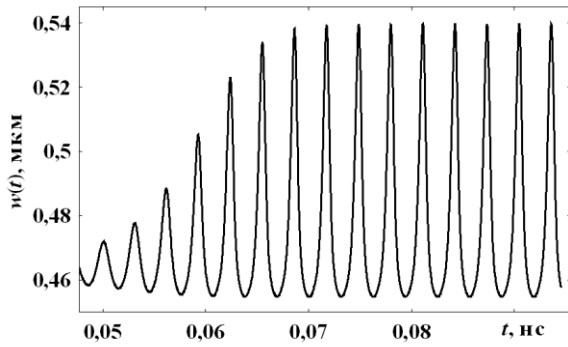


Рис. 6. Модуляция ширины обедненной области $w(t)$ Si p - n перехода в режиме автоколебаний

4. Механизм возбуждения автоколебаний. На рис. 7 приведены распределения электрического поля, коэффициентов ударной ионизации и плотностей электронного и дырочного токов в обедненной области Si p - n перехода в эквидистантных моментах времени одного периода колебаний. Из рис. 7, а-в видно, что в обедненной области p - n перехода в моменты времени $t_2 \div t_6$ электрическое поле и коэффициенты ударной ионизации снижаются (кривые 2-6), а в моменты времени $t_7 \div t_{10}$ они растут (кривые 7-10). Из рис. 7, г следует, что в слое умножения p - n перехода в моменты времени $t_2 + t_d \div t_6 + t_d$ плотности электронного и дырочного токов растут (кривые 2-6), а в моменты времени $t_7 + t_d \div t_{10} + t_d$ они снижаются (кривые 7-10). Сравнение рис. 7, а и рис. 7, б, в показывает, что слой умножения составляет значительную часть обедненного слоя p - n перехода. Коэффициенты ударной ионизации за один период колебаний изменяются от максимальных значений, при которых слой умножения и интенсивность генерации электронно-дырочных пар максимальна (кривые 1, 10), до минимальных, при которых лавина практически гаснет (кривые 5, 6). В результате возникает модуляция плотности токов.

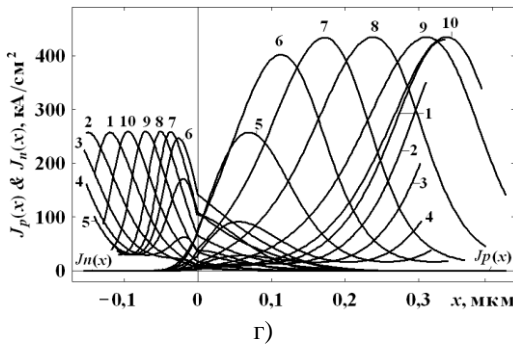
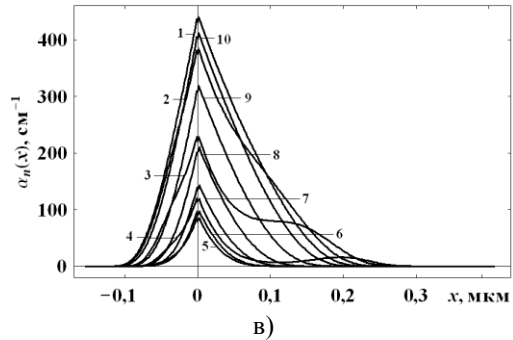
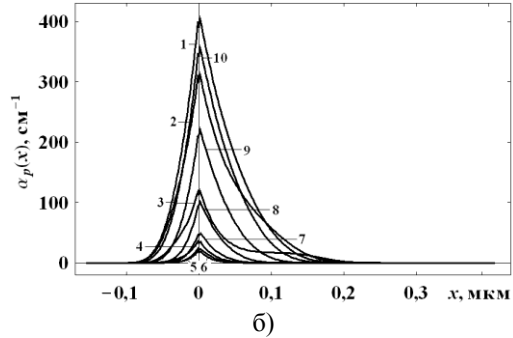
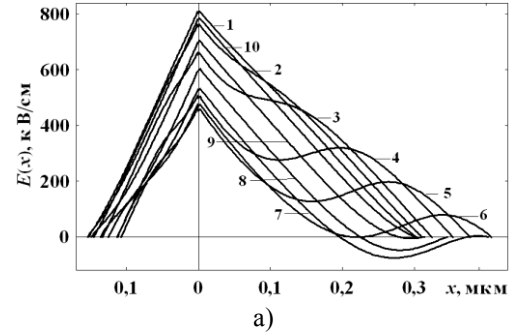


Рис. 7. Распределения электрического поля $E(x, t_i)$, коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок $\alpha_p(x, t_i)$, $\alpha_n(x, t_i)$ и плотностей электронного и дырочного токов $J_p(x, t_i)$, $J_n(x, t_i)$ в обедненной области обратного смещенного Si p - n перехода ($U/U_{av}=1,75$)

Таким образом, существование режима автоколебаний в обратном смещенных p - n переходах с постоянным обратным смещением дает основание считать, что уравнения ДДМ являются уравнениями математической модели автоколебательной системы.

5. Диапазон частот и спектр мощности.

На рис. 8 приведена зависимость частоты f обратно смещенных $p-n$ переходов от средней ширины обедненного слоя \bar{w} , определяемой концентрацией примесных атомов. Видно, что частота растет с уменьшением средней ширины обедненного слоя \bar{w} [6-8]. Из рисунка следует, что резкие Ge, Si и GaAs $p-n$ переходы с постоянным обратным смещением генерируют во всем СВЧ диапазоне.

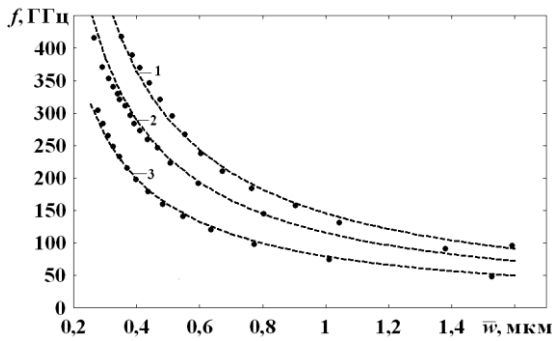


Рис. 8. Частота обратно смещенных $p-n$ переходов в режиме автоколебаний как функция средней ширины обедненного слоя \bar{w} : 1 - Si $p-n$ переход; 2 - GaAs $p-n$ переход; 3 - Ge $p-n$ переход (точки - расчетные значения; пунктирные - аналитическая аппроксимация частоты)

Частота может быть аппроксимирована аналитическим выражением

$$f = (v_{ns} + v_{ps}) / 2\delta_{eff}, \quad (1)$$

где $\delta_{eff} = \bar{w}\delta_s$ [6, 7]. Величина δ_s зависит от материала полупроводника, и для Si, Ge и GaAs $p-n$ переходов она равна соответственно $\delta_s = 0,67; 0,63$ и $0,865$ ($T=300$ К).

Таким образом, частота $p-n$ переходов является пролетной и определяется основными параметрами полупроводника – средней шириной обедненного слоя, шириной запрещенной зоны, скоростью насыщения носителей заряда и коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок [17]. Для сравнения отметим, что частота ЛПД определяется отношением скорости насыщения электронов v_{ns} к удвоенной длине пролетного участка L и аппроксимируется выражением $f_{ATD} = v_{ns} / 2L$ [18]. Качественно обе аппроксимации частот совпадают. Количественно частота f , определяемая по формуле (10), выше частоты f_{ATD} , так как их отношение $f / f_{ATD} = (v_{ps} / v_{ns}) L / \delta_{eff} > 1$.

Основные параметры Si, Ge и GaAs $p-n$ переходов в режиме автоколебаний представлены в табл. 1-3. Концентрация доноров равна $N_d = 0,5N_a$. Согласно табл. 1-3 плотность тока нелинейно растет с увеличением частоты. Это

качественно согласуется с результатами работы [2], в которой показано, что ток, необходимый для возбуждения колебаний, растет быстрее, чем квадрат частоты.

Таблица 1

Параметры Si $p-n$ перехода в режиме генерации

f_{Si} , ГГц	N_a , cm^{-3}	$-U_{av}$, В	J_m / J_0	\bar{w} , мкм
96	$8 \cdot 10^{16}$	23,5	1,3	1,593
131	$12 \cdot 10^{16}$	16,2	0,9	1,043
158	$16 \cdot 10^{16}$	14,67	0,89	0,903
184	$20 \cdot 10^{16}$	12,6	0,96	0,765
210	$24 \cdot 10^{16}$	11,2	1	0,671
238	$28 \cdot 10^{16}$	10,1	0,95	0,604
267	$32 \cdot 10^{16}$	9,2	0,98	0,554
296	$36 \cdot 10^{16}$	8,5	0,98	0,513
321	$40 \cdot 10^{16}$	7,56	0,96	0,474
347	$44 \cdot 10^{16}$	7,47	0,92	0,44
370	$48 \cdot 10^{16}$	7,05	0,89	0,41
389	$52 \cdot 10^{16}$	6,67	0,92	0,385
418	$60 \cdot 10^{16}$	6,07	1,35	0,351

Таблица 2

Параметры Ge $p-n$ перехода в режиме генерации

f_{Ge} ГГц	N_a , cm^{-3}	$-U_{av}$, В	J_m / J_0	\bar{w} , мкм
48	$6 \cdot 10^{16}$	15,6	0,83	1,527
74	$10 \cdot 10^{16}$	10,7	0,81	1,01
98	$14 \cdot 10^{16}$	8,37	0,81	0,772
120	$18 \cdot 10^{16}$	6,97	0,82	0,635
141	$22 \cdot 10^{16}$	6,02	0,82	0,546
160	$26 \cdot 10^{16}$	5,32	0,83	0,483
179	$30 \cdot 10^{16}$	4,79	0,84	0,435
198	$34 \cdot 10^{16}$	4,37	0,85	0,398
216	$38 \cdot 10^{16}$	4,02	0,87	0,369
233	$42 \cdot 10^{16}$	3,74	0,88	0,345
249	$46 \cdot 10^{16}$	3,49	0,88	0,325
265	$50 \cdot 10^{16}$	3,28	0,65	0,309
284	$55 \cdot 10^{16}$	3,05	0,91	0,292
304	$60 \cdot 10^{16}$	2,83	0,94	0,277

Форма автоколебаний определяется напряжением на $p-n$ переходе. Максимальная величина обратного смещения на GaAs $p-n$ переходе ограничена значением, при котором заряд подвижных носителей превышает заряд примесных атомов. В рассматриваемом GaAs $p-n$ переходе такое ограничение наступает при $U / U_{av} > 2,15$. В этом случае происходит смена знака суммарного заряда и обратно смещенный $p-n$ переход переключается в прямом направлении. С уменьшением обратного смещения лавинный ток уменьшается и его заряд становится недостаточным для нейтрализации объемного заряда примесных атомов. В рассматриваемом случае GaAs $p-n$ переход не возбуждается при $U / U_{av} < 1,65$.

Таблица 3

Параметры GaAs $p-n$ перехода в режиме генерации

$f_{\text{GaAs}}, \text{ГГц}$	$N_a, \text{см}^{-3}$	$-U_{av}, \text{В}$	J_m / J_0	$\bar{w}, \text{мкм}$
91	$10 \cdot 10^{16}$	23,3	1,17	1,38
145	$20 \cdot 10^{16}$	14,65	1,04	0,803
192	$30 \cdot 10^{16}$	11,35	1	0,595
223	$38 \cdot 10^{16}$	9,85	0,96	0,506
247	$44 \cdot 10^{16}$	9,05	1	0,467
259	$48 \cdot 10^{16}$	8,61	0,94	0,433
274	$52 \cdot 10^{16}$	8,23	0,97	0,41
284	$56 \cdot 10^{16}$	7,9	0,92	0,392
297	$60 \cdot 10^{16}$	7,62	0,95	0,379
311	$64 \cdot 10^{16}$	7,36	0,91	0,364
321	$68 \cdot 10^{16}$	7,13	0,9	0,345
330	$72 \cdot 10^{16}$	6,93	0,94	0,339
341	$76 \cdot 10^{16}$	6,74	0,9	0,325
353	$80 \cdot 10^{16}$	6,57	0,88	0,31
416	$100 \cdot 10^{16}$	5,9	0,6	0,264

Из рис. 9 видно, что автоколебания плотности тока содержат гармоники, частота которых приближается к терагерцовому диапазону ($f_I = 369 \text{ ГГц}$; $f_{II} = 762 \text{ ГГц}$; $f_{III} = 1,13 \text{ ТГц}$; $f_{IV} = 1,5 \text{ ТГц}$). Амплитуда гармоник падает с ростом номера гармоник и растет с увеличением величины обратного смещения на переходе.

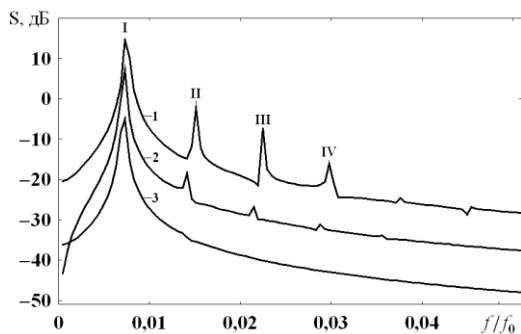


Рис. 9. Спектр $S(\omega)$ автоколебаний плотности тока GaAs p-n перехода при различных значениях постоянного обратного смещения U/U_{av} (кривая 1 - $U/U_{av} = 2,15$; 2 - $U/U_{av} = 1,75$; 3 - $U/U_{av} = 1,65$)

Выводы. Частота автоколебаний Ge, Si и GaAs p-n переходов изменяется во всем СВЧ диапазоне. Она является пролетной и определяется отношением средней скорости насыщения электронов и дырок к эффективной ширине слоя умножения. Частота высших гармоник достигает терагерцовый диапазон.

Амплитуда автоколебаний зависит от концентрации примесных атомов и величины обратного смещения p-n перехода. Ее величина ограничена зарядом подвижных носителей. Спектр автоколебаний определяется напряжением на p-n переходе.

Наличие режима автоколебаний позволяет считать, что уравнения диффузионно-дрейфовой модели обратного смещенных p-n пере-

ходов являются уравнениями автоколебательной системы.

Таким образом, резкие Ge, Si и GaAs p-n переходы с постоянным обратным смещением являются генераторами СВЧ и терагерцовых (на второй гармонике) диапазонов.

1. Тагер А. С. Лавинно-пролетный диод и его применение в технике СВЧ // Успехи физ. наук. - 1966. - 90, № 4. - С. 631-666.
2. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. - М.: Сов. радио, 1968. - 480 с.
3. Зу С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1, 2. - М.: Мир, 1984. - 456 с.
4. Лавинно-пролетные диоды. http://radiotexnik.info/poly_sp_1.php; Диоды. <http://dssp.petrsu.ru/html/2005/belova/index.htm>.
5. Болтовец Н. С., Иванов В. Н., Беляев А. Е. и др. Контакты с диффузионными барьерами на основе внедрения TiN, Ti(Zr)В₂ в СВЧ диодах диапазона 200-350 ГГц // Физика и техника полупроводников. - 2006. - 40, вып. 6. - С. 753-757. http://ckp.rinno.ru/elphys/Article_1.pdf
6. Lukin K. A., Cerdeira H. A. and Maksymov P. P. Self-oscillations in reverse biased p-n junction with current injection // Appl. Phys. Lett. - 2003. - 83, No. 20. - P. 4643-4645.
7. Lukin K. A., Cerdeira H. A. and Maksymov P. P. Terahertz self-oscillations in avalanche p-n junction with DC current injection. MSMW'07 Symposium Proceeding. Kharkov. Ukraine. June 25-30 - 2007. - 1, - P. 204-206
8. Lukin K. A., Cerdeira H. A. and Maksymov P. P. Terahertz self-oscillations in reverse-biased p-n junction // MSMW'07 Symposium Proceeding. Kharkov. Ukraine. June 25-30 - 2007. - 1, - P. 201-203.
9. Лукин К. А., Максимов П. П. Статические электрические поля в обратном смещенных pn-i-pn структурах // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2002. - 7, № 2. - С. 317-322.
10. Гершанов В. Ю., Гармашов С. И. Методические указания. «Методы и алгоритмы структурно-физического моделирования элементов интегральных схем в диффузионно-дрейфовой модели». Часть II. - Ростов н/Д: УПИ РГУ, 2000. - 18 с. http://window.edu.ru/window_catalog/files/r20168/rsu473.pdf.
11. Керролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. - М.: Мир, 1972. - 384 с.
12. Лукин К. А., Максимов П. П. Модифицированный метод встречных прогонок // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 1999. - 4, № 1. - С. 83-86.
13. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. - М.: Наука, 1980. - 352 с.
14. Лукин К. А., Максимов П. П. Метод расчета полупроводниковых структур с резкими p-n переходами // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 1999. - 4, № 1. - С. 87-92.
15. Лукин К. А., Максимов П. П. Метод расчета лавинных p-n переходов в режиме автогенерации // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 10, № 1. - С. 109-115.
16. Полупроводниковые фотозлектронобразователи для ультрафиолетовой области спектра. <http://www.rfbr.ru/pics/14890ref/file.pdf>
17. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. - М.: Мир, 1967. - 479 с.
18. Физическая энциклопедия. Т. 2. - М.: Сов. энциклопедия. 1990. - 770 с.

**REGIME OF SELF-OSCILLATIONS IN
ABRUPT $P-N$ JUNCTIONS WITH THE
CONSTANT REVERSED BIAS**

К. А. Lukin, P. P. Maksymov

Equalizations of diffusive-drifting model of the reverse-biased $p-n$ junctions are decided by numeral methods. The regime of self-oscillations in abrupt $p-n$ junctions with the constant reverse-biased is explored. It is shown that equalizations of diffusive-drifting model of the considered $p-n$ junctions are equalizations of mathematical model of the self-oscillation system. The mechanism of origin of self-oscillations is explored. Factors, influencing on frequency, amplitude and spectrum of self-oscillations, are set. The range of frequencies of the reverse-biased $p-n$ junctions from different material is determined.

Key words: semiconductor, self-oscillation diffusive-drifting model, reverse-biased $p-n$ junction, impact ionization.

**РЕЖИМ АВТОКОЛИВАНЬ В РІЗКИХ $P-N$
ПЕРЕХОДАХ З ПОСТІЙНИМ ЗВОРОТНИМ
ЗМІЩЕННЯМ**

К. О. Лукін, П. П. Максимов

Чисельними методами вирішені рівняння дифузійно-дрейфової моделі зворотно зміщених $p-n$ переходів. Досліджено режим автоколивань в різких $p-n$ переходах з постійним зворотним зміщенням. Показано, що рівняння дифузійно-дрейфової моделі даних $p-n$ переходів є рівняннями математичної моделі автоколивальної системи. Досліджено механізм виникнення автоколивань. Встановлені чинники, що впливають на частоту, амплітуду і спектр автоколивань. Визначено діапазон частот автоколивань в зворотно зміщених $p-n$ переходах з різного матеріалу.

Ключові слова: напівпровідник, автоколивальна дифузійно-дрейфова модель, зворотно зміщений $p-n$ перехід, ударна іонізація.

Рукопись поступила 4 февраля 2008 г.