

Значения функции $\varphi(a)$, найденные численным интегрированием (11), представлены на рисунке. При $a \ll 1$ имеем $\varphi(a) \approx 2a$. Этот случай соответствует линейному РЭЭ. При $a > 1$ $\varphi(a)$ испытывает гигантские осцилляции, не превышая по величине значения, равного 1,5.

Сделаем численные оценки. Полагая $d=10^{-6}$ см, $\gamma=10^{12}$ с $^{-1}$, $\Delta=0.01$ эВ, $E_0=3 \cdot 10^5$ В/см, $n=10^{16}$ см $^{-3}$, получим $a \approx 1$, $q \approx 10^{-8}$ Кл/см 2 , а коэффициент увлечения электронов импульсом, определяемый, как и в [3], имеет вид

$$K = \frac{\Delta d}{\hbar c} F(\Theta) \varphi(a) \quad (12)$$

и по порядку величины равен 10^{-4} . Такие значения q и K вполне могут быть измерены в эксперименте.

Благодарим Г. А. Сыродоева и Ю. А. Черепанова за помощь в численных расчетах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Игнатов А. А. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 11. С. 3319—3321.
- [2] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1981. Т. 24. В. 4. С. 514—516.
- [3] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2422—2424.
- [4] Вязовский М. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 5. С. 1028.

Волгоградский государственный
педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получено 10.08.1990
Принято к печати 21.08.1991

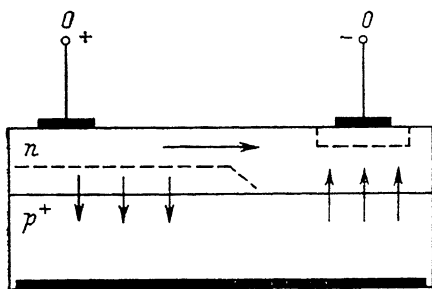
ФТП, том 26, выл. 1, 1992

К ВОПРОСУ О ШУМАХ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С ИНЖЕКЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

Идлис Б. Г., Фролов В. Д.

В ряде работ [1-4] сообщалось о наблюдении электрических колебаний при пропускании тока через нелинейный контакт к высокоомному слою полупроводниковой $p-n$ -структуры, причем постоянное напряжение прикладывается к высокоомному слою вдоль $p-n$ -перехода. Авторами показано [5], что стимулирование колебаний в подобных структурах связано с неустойчивостью инжекционных процессов в $p-n$ -переходе. Поэтому такие структуры были названы БИСПИН структурами (бисмещенный переход с инжекционной неустойчивостью). БИСПИН структура представляет собой распределенный $p-n$ -переход, образованный тонкой слабо легированной пленкой на сильно легированной подложке противоположного типа проводимости (см. рисунок). На поверхности пленки сформированы контакты, один из которых омический, а другой нелинейный. В качестве нелинейного контакта могут выступать, например, идеальный барьер Шоттки, контакт металл—туннельно-прозрачный диэлектрик—полупроводник, локальный $p-n$ -переход или $n-p-n$ -транзистор, а также другие контакты и структурные образования, обладающие выпрямляющими свойствами.

К контактам прикладывается постоянное напряжение такой полярности, чтобы нелинейный контакт работал в зазорном направлении. При этом стационарное распределение потенциала в структуре таково, что $p-n$ -переход под



Схематичное изображение БИСПИН структуры с сильно легированной p^+ -подложкой и высокоомным n -слоем.

Штриховыми линиями отмечены области пространственного заряда под нелинейным контактом и в обратной смещенной части p^+ - n -перехода. Стрелки показывают направление токов в структуре.

нелинейным контактом оказывается прямо смещенным, а под омическим — обратно смещенным. Тем самым структуру можно условно разделить на активную и пассивную области. В активной области через прямо смещенную часть p - n -перехода

в пленку инжектируются неосновные носители, которые попадают в область сильного электрического поля под нелинейным контактом и увлекаются во внешнюю цепь. В пассивной области за счет обратного тока через p - n -переход (это может быть, например, фототок, возникающий при освещении структуры) происходит накопление заряда в обратно смещенной части p - n -перехода. По мере накопления заряда потенциал подложки растет, а потенциал квазинейтральной области в активной части структуры падает вследствие протекания основных носителей вдоль высокоомного слоя в омический контакт (эффект продольной фотоэдс). Когда разность этих потенциалов достигает некоторой пороговой величины, развивается инжекционная неустойчивость и активная часть структуры переключается в проводящее состояние [5]. Во внешней цепи возникает импульс тока, связанный с разрядом накопленного в пассивной части структуры заряда, и система переходит в начальное состояние.

Таким образом, БИСПИН структура представляет собой преобразователь интенсивности света в частоту повторения электрических импульсов. Одной из важных характеристик такого преобразователя, определяющей его чувствительность, является стабильность преобразования, т. е. относительная величина случайных изменений периода следования импульсов за счет флуктуаций токов и потенциалов в объеме структуры. Далее предлагается феноменологический подход, позволяющий оценить шумовые характеристики БИСПИН структур.

Из сказанного выше следует, что процесс релаксационных автоколебаний в БИСПИН структуре можно представить себе как медленный заряд емкости p - n -перехода слабым фототоком и быстрый ее разряд токами инжекции. Поскольку время разряда (т. е. ширина импульса) определяется малыми временами инжекционных процессов, период следования импульсов можно считать равным времени заряда емкости p - n -перехода. В процессе заряда потенциал подложки Φ_p меняется от некоторого минимального значения Φ_h до напряжения переключения Φ_c . Влияние флуктуаций на этот процесс описывается на основе уравнения Ланжевена:

$$C_p \frac{d\Phi_p}{dt} = I_p + \xi(t), \quad (1)$$

где C_p — емкость p - n -перехода, I_p — фототок, а $\xi(t)$ — случайная функция. Если считать шум δ -коррелированным, то функция $\xi(t)$ должна удовлетворять условиям

$$\langle \xi(t) \rangle = 0, \quad \langle \xi(t) \xi(t') \rangle = W \delta(t - t'), \quad (2)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает статистическое усреднение. Коэффициент W представляет собой спектральную плотность шума от всех его источников. Вопрос состоит в том, чтобы связать среднее значение периода колебаний и его дисперсию

с величиной W . Для этого от уравнения Ланжевена (1) перейдем к уравнению Фоккера—Планка для соответствующей функции распределения $f(\Phi_p, t)$, характеризующей вероятность потенциалу подложки в момент времени t иметь значение, равное Φ_p . В силу условий (2) это уравнение имеет вид [6]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{I_p}{C_p} \frac{\partial f}{\partial \Phi_p} + \frac{W}{2C_p^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \Phi_p^2}. \quad (3)$$

Из уравнения (1), согласно (2), следует, что

$$\langle \Phi_p(t) \rangle = \frac{I_p t}{C_p} \equiv \bar{\Phi}_p, \quad (4)$$

В качестве начальных условий для функции распределения положим

$$\begin{aligned} f(\Phi_p, 0) &= \delta(\Phi_p - \Phi_p(0)), \\ \Phi_p(0) &= \bar{\Phi}_p(0). \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда соответствующее решение имеет форму гауссова распределения:

$$f(\Phi_p, t) = \frac{A}{\sqrt{\sigma}} \exp\{-\langle \Phi_p - \bar{\Phi}_p \rangle^2 / \sigma\}, \quad (6)$$

где $\sigma(t) = (2W/C_p^2)t$, A — нормировочный множитель.

Мы хотим определить, через какое время потенциал Φ_p , распределение вероятности (6) которого подчиняется уравнению Фоккера—Планка (3), от своего [начального значения $\Phi_p = \Phi_h$ достигнет значения $\Phi_p = \Phi_s$. Эта задача эквивалентна задаче о достижении броуновской частицей границ заданного интервала [7], решение которой зависит от условий на границах интервала. Заметим, что в соответствии с условиями (5) считается $\Phi_h = 0$. Напряжение переключения обычно порядка разности потенциалов V на верхних контактах [5], т. е. $\Phi_s \cong V$. Поскольку при $\Phi_p = V$ происходят переключение и разряд емкости, эту границу следует считать поглощающей («частица» удаляется из системы). Граница же $\Phi_p = 0$ в этом смысле является отражающей, поскольку мы не рассматриваем возможность отрицательных значений Φ_p .

Пусть $G(\Phi_p, t)$ — вероятность того, что значение потенциала, равное Φ_p в начальный момент времени, к моменту времени t находится в интервале значений $(0, V)$. Тогда функция $G(\Phi_p, t)$ должна подчиняться обратному уравнению Фоккера—Планка [7]:

$$\frac{\partial G}{\partial t} = +\frac{I_p}{C_p} \frac{\partial G}{\partial \Phi_p} + \frac{W}{2C_p^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \Phi_p^2} \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} G(V, t) &= 0, \\ \frac{\partial G}{\partial \Phi_p} \Big|_0 &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Обозначим через τ время, через которое частица, находящаяся в точке Φ_p , покидает интервал $(0, V)$. Тогда по определению $G(\Phi_p, t)$ среднее значение любой функции $f(\tau)$ есть

$$\langle f(\tau) \rangle = - \int_0^{\infty} f(t) dG(\Phi_p, t). \quad (9)$$

В частности,

$$\tau_1(\Phi_p) \equiv \langle \tau \rangle = - \int_0^{\infty} t (\partial G / \partial t) dt = \int_0^{\infty} G(\Phi_p, t) dt, \quad (10)$$

$$\tau_2(\Phi_p) \equiv \langle \tau^2 \rangle = \int_0^{\infty} t^2 G(\Phi_p, t) dt, \quad (11)$$

поскольку $G(\Phi_p, \infty) = 0$, $G(\Phi_p, 0) = 1$. С помощью этих выражений из уравнения (7) можно получить уравнения для τ_1 и τ_2 :

$$\frac{I_p}{C_p} \frac{\partial \tau_1}{\partial \Phi_p} + \frac{W}{2C_p^2} \frac{\partial^2 \tau_1}{\partial \Phi_p^2} = -1, \quad (12)$$

$$\frac{I_p}{C_p} \frac{\partial \tau_2}{\partial \Phi_p} + \frac{W}{2C_p^2} \frac{\partial^2 \tau_2}{\partial \Phi_p^2} = -2\tau_1(\Phi_p). \quad (13)$$

Соответствующие граничные условия получаются из условий (8):

$$\begin{aligned} \tau_1(V) = \tau_2(V) &= 0, \\ \frac{\partial \tau_1}{\partial \Phi_p} \Big|_0 &= \frac{\partial \tau_2}{\partial \Phi_p} \Big|_0 = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Искомое среднее время заряда емкости есть $\bar{\tau} = \tau_1(0)$, а его средний квадрат соответственно $\bar{\tau}^2 = \tau_2(0)$. Опуская несложные вычисления, приведем окончательный результат:

$$\bar{\tau} = \tau_0 [1 - \beta(1 - e^{-1/\beta})], \quad (15)$$

$$\bar{\tau}^2 = \tau_0^2 [1 + \beta(2 - e^{-1/\beta})], \quad (16)$$

где $\tau_0 = (C_p V / I_p)$ — время заряда в отсутствие шума, $\beta = W / 2C_p V I_p$ — безразмерный параметр шума. Видно, что при наличии шума среднее время заряда τ всегда меньше τ_0 , причем при $\beta \gg 1$ $\bar{\tau} \cong \tau_0 / 2\beta = (C_p V)^2 / W$ и вообще не зависит от тока I_p .

Обратимся теперь непосредственно к БИСПИН структуре. Ток I_p представляет собой полный ток (фототок плюс ток утечки), текущий через обратно смещенную часть $p-n$ -перехода. В идеальном случае, когда среди возможных источников шума имеет место только генерационно-рекомбинационный шум в $p-n$ -переходе, величину W можно положить равной $W = 4qI_p$, где q — заряд электрона [8]. Произведение $C_p V$ есть заряд Q , накапливаемый на емкости $p-n$ -перехода в процессе заряда. Поэтому параметр $\beta = 2qQ \ll 1$ и выражения (15) и (16) можно упростить:

$$\bar{\tau} \cong \tau_0 (1 - \beta), \quad (17)$$

$$\sigma_{\tau} \equiv \bar{\tau}^2 - \bar{\tau}^2 \cong 4\tau_0^2 \beta. \quad (18)$$

Ток I_p (в пренебрежении током утечки) связан с падающей на структуру световой мощностью P соотношением

$$I_p = q\eta \frac{P}{h\nu} \equiv SP, \quad (19)$$

где ν — частота света, η — квантовая эффективность, а S — ампер-ваттная чувствительность. Изменение периода $\delta\bar{\tau}$ при изменении мощности подсветки на δP в силу (17) равно

$$\delta\tau = -(1 - \beta) \frac{d\tau_0}{dP} \delta P = (1 - \beta) \tau_0 \frac{S}{I_0} \delta P. \quad (20)$$

Световая мощность, эквивалентная шуму (NEP), находится из условия равенства $\delta\tau = \sqrt{\sigma_\tau}$, т. е.

$$\text{NEP} = \frac{2I_0}{S} \sqrt{\beta}. \quad (21)$$

Для обычного фотодиода соответствующая величина равна [8]

$$\text{NEP} = \frac{2\sqrt{qI_p B}}{S} = \frac{2I_p}{S} \sqrt{qB/I_p}, \quad (22)$$

где B — полоса пропускания измерительного устройства. Видно, что при $B=1/\tau_0$ выражения (21) и (22) совпадают с точностью до множителя $\sqrt{2}$.

Таким образом, по своей фоточувствительности БИСПИН фотоприемник принципиально не отличается от обычного фотодиода, однако благодаря частотному выходу позволяет существенно упростить обработку выходного электрического сигнала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кнаб О. Д., Фролов В. Д. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 5. С. 244—246.
- [2] Малахов Б. А., Степанов Г. В. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. В. 3. С. 138—140.
- [3] Муравский Б. С., Кузнецов В. И., Фризен Г. И., Черный В. Н. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 11. С. 2114—2122.
- [4] Банцер С. Г., Гуле Е. Г., Климовская А. И. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 203—207.
- [5] Идлис Б. Г., Кнаб О. Д., Фролов В. Д. // ДАН СССР. 1989. Т. 308. В. 3. С. 601—605.
- [6] Хакен Г. Синергетика. М., 1980. 404 с.
- [7] Гардинер К. В. Стохастические методы в естественных науках. М., 1986. 526 с.
- [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 455 с.

Научно-производственное
объединение «Микроэлектроника»
Москва

Получено 16.04.1991
Принято к печати 21.08.1991