

## ДИФФУЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПАКЕТЕ НОСИТЕЛЕЙ, ДРЕЙФУЮЩИХ В ПОЛЕ $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДА

Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б.

Исследуется диффузионное размытие пакета, дрейфующего в поле  $p$ - $n$ -перехода. Показано, что процессы диффузии и дрейфа тесно взаимосвязаны. Найдена закономерность их взаимовлияния, важнейшим следствием которого является эффект стабилизации распределения плотности заряда в дрейфующем пакете основных носителей в результате установления диффузионно-дрейфового равновесия. Таким образом, выявлена физическая аналогия между процессами на фронте дрейфующего пакета и на границе области пространственного заряда обратно смещенного  $p$ - $n$ -перехода, т. е. между движущимся и сугубо стационарными объектами, которые, на первый взгляд, не имеют ничего общего. В результате получено строгое описание формы дрейфующего пакета как целого.

Дрейф пакета неравновесных носителей — классический процесс в полупроводниках. Уже в 50-х годах было получено его строгое описание в условиях электронейтральности пакета и полупроводника [1]. Простота математической формулировки задачи позволила учесть в этом случае как дрейфовый снос, так и диффузию, которая проявлялась в очевидном неограниченном распылении пакета.

Значительно более сложный вопрос о дрейфе в условиях нарушения электронейтральности (например, монополярного пакета в поле  $p$ - $n$ -перехода) относится к классу задач о протекании переходного тока, ограниченного объемным зарядом [2]. Он непосредственно связан с процессами, происходящими в диодах Ганна, приемниках импульсных излучений, лавинно-пролетных диодах, а также со свойством «автокомпенсации» проводимости при дрейфе ионов примеси в электрическом поле [3-7]. До настоящего времени при его изучении сознательно исключались диффузионные процессы в дрейфующем пакете. Это позволило получить основные соотношения, описывающие динамику дрейфа [8, 9] и поведение концентрации носителей заряда в пакете [10]. Попытки дополнить анализ диффузией опирались на методы численного моделирования [11] и не позволили выяснить ее истинную роль. Единственным результатом был вывод о несущественности диффузии.

В настоящей работе исследуется диффузионное размытие пакета, дрейфующего в поле  $p$ - $n$ -перехода.

Для определенности рассмотрим дрейф пакета электронов с концентрацией  $n(x, t)$  в области пространственного заряда (ОПЗ)  $p$ - $n$ -перехода. Ранее было показано [10], что характер изменения концентрации  $n(x, t)$  зависит от соотношения  $n$  и концентрации донорной примеси  $N_D$ , определяющей плотность пространственного заряда в ОПЗ. Действительно, при  $n < N_D$  в области дрейфа пакета преобладает положительный заряд ионизованных доноров, и поле  $E$  на фронте пакета оказывается меньше, чем на его тыльной стороне. При монотонном росте дрейфовой скорости с увеличением поля будет происходить «стягивание» пакета, увеличивающее в нем концентрацию. По аналогии при  $n > N_D$  пакет «распыляется» и концентрация в нем падает. Таким образом, в зависимости от соотношения  $n(x, t)$  и  $N_D$  дрейф сопровождается либо снижением, либо ростом концентрации в пакете дрейфующих носителей. Условием дрейфа стационарного по форме пакета является равенство  $n(x, t) = N_D$ .

Качественно рассмотрим далее влияние диффузии на форму дрейфующего пакета. Очевидно, что сама по себе диффузия всегда проявляется в размытии пакета, т. е. в падении в нем концентрации. В этом случае в отсутствие электрического поля не существует стационарного распределения концентрации, кроме тривиального  $n(x, t) = 0$ . В условиях дрейфа влияние диффузии оказывается иным.

Действительно, представим, что в ОПЗ инжектируется пакет носителей с концентрацией  $n(x) \gg N_D$ . Тогда процессом, определяющим общую кинетику поведения концентрации на начальном этапе, будет диффузия, которая вызовет быстрое размытие пакета в колоколообразную форму. При этом уменьшению концентрации будет способствовать также и дрейф зарядов в поле  $p-n$ -перехода. Однако с уменьшением  $n$  влияние дрейфа постепенно ослабевает, хотя оно по-прежнему направлено на уменьшение  $n$  вплоть до  $n = N_D$ . Наконец, в тех областях пакета, где  $n$  становится меньше  $N_D$ , воздействие дрейфа на концентрацию становится противоположным действию диффузии. Качественно ясно, что при этом становится возможным стационарное распределение концентрации в пакете, когда диффузионному размытию противодействует стягивание пакета в поле. Поскольку физической причиной стягивания является наличие объемного заряда ионизованных доноров, то в диэлектрике с  $N_D = 0$  диффузия и дрейф приводят к  $n \rightarrow 0$ .

Перейдем к количественному рассмотрению вопроса. Распределение концентрации в пакете  $n(x, t)$  изменяется, подчиняясь уравнению непрерывности

$$\frac{\partial j(x, t)}{\partial x} = -e \frac{\partial n(x, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

причем ток  $j(x, t)$  имеет как дрейфовую, так и диффузионную компоненты:

$$j(x, t) = ev_{др}(x, t)n(x, t) - eD \frac{\partial n(x, t)}{\partial x}, \quad (2)$$

где  $v_{др}(x, t)$  — дрейфовая скорость в поле  $E(x, t)$ ,  $D$  — коэффициент диффузии.

Для определения формы пакета удобно перейти в систему координат, движущуюся с ним синхронно. Начало отсчета движущейся системы  $\xi = 0$  привяжем к точке, в которой диффузионная компонента тока отсутствует, т. е. где  $\partial n / \partial x = 0$ . Очевидно, для ограниченного по размерам пакета такая точка всегда существует. Поскольку

$$\xi = x - \int v_0(t) dt, \quad (3)$$

то при переходе в новую систему координат масштаб не меняется. Здесь  $v_0(t)$  — скорость движения выбранной на пакете точки.

Тогда в новой системе координат

$$j'(\xi, t) = ev'_{др}(\xi, t)n(\xi, t) - eD \frac{\partial n(\xi, t)}{\partial \xi}, \quad (4)$$

где  $v'_{др}(\xi, t) = v_{др}(x, t) - v_0(t)$ .

Предположим далее, что пакет носителей имеет стационарное распределение концентрации, т. е.  $\partial n(\xi, t) / \partial t = 0$ . Тогда, согласно уравнению непрерывности в движущейся системе,  $j'(\xi, t) = I(t)$ . С другой стороны, движущаяся система, по определению, связана с точкой, в которой  $\partial n / \partial \xi = 0$  и  $v'_{др} = 0$ , что приводит, согласно (4), к условию  $j'(0, t) = 0$ . Таким образом, стационарное распределение носителей в пакете возможно лишь при  $j'(\xi, t) = 0$  [следствием (4) в этом случае является требование независимости  $v'_{др}(\xi, t)$  от времени] и должно удовлетворять при этом условию диффузионно-дрейфового равновесия

$$v'_{др}(\xi) n(\xi) = D \frac{dn(\xi)}{d\xi}. \quad (5)$$

Дальнейший анализ будем проводить для случая  $v_{др} = \mu E$ , где подвижность  $\mu$  не зависит от величины поля  $E$ . Обозначим через  $E_0(t)$  величину поля в выбран-

ной на пакете в качестве начала отсчета точке, имеющей скорость  $v_0(t)$ . Поскольку нас в дальнейшем интересует исключительно форма пакета, то мы не будем вычислять зависимость координаты пакета от времени при его дрейфе в поле. Для нас в данном случае не важен конкретный вид зависимости  $v_0(t)$ , который определяется не только смещением пакета, а, вообще говоря, и изменением приложенного к  $p^+ - n$ -переходу напряжения  $U(t)$ . Представим зависимость  $v_{др}$  от  $E$  в виде  $v_{др}(E) = v_0 + \mu(E - E_0)$ . Тогда вместо выражения (5) получаем

$$\mu E'(\xi) n(\xi) = D \frac{dn(\xi)}{d\xi}, \quad (6)$$

где  $E'(\xi) = E(\xi, t) - E_0(t)$ .

Отметим, что поскольку поле  $E'$  в произвольной точке пакета отличается от реального поля  $p - n$ -перехода  $E$  в данной точке на не зависящую от координаты величину  $E_0$ , то уравнение Пуассона для поля  $E'$  имеет вид

$$\frac{dE'}{d\xi} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} [n(\xi) - N_D] \quad (7)$$

с граничным условием  $E'(0) = 0$ .

Таким образом, в выбранной движущейся системе координат распределение концентрации  $n$  и электрического поля  $E$  подчиняется системе уравнений (6), (7). В качестве иллюстрации рассмотрим применение полученных уравнений для некоторых частных случаев.

а) Случай малого уровня инжекции ( $n \ll N_D$ ) интересен тем, что для стационарного распределения оказывается возможным аналитическое решение. Действительно, с учетом  $n \ll N_D$  из уравнения (7) получаем

$$E' = - \frac{eN_D}{\varepsilon\varepsilon_0} \xi. \quad (8)$$

Подстановка (8) в (6) дает

$$\frac{dn}{d\xi} = - \frac{\mu}{D} \frac{eN_D}{\varepsilon\varepsilon_0} \xi n. \quad (9)$$

В результате получаем

$$n(\xi) = n_0 \exp\left(-\frac{\xi^2}{2L_D^2}\right), \quad (10)$$

где  $L_D = (D\varepsilon\varepsilon_0/\mu eN_D)^{1/2}$ , а  $n_0 = q/\sqrt{2\pi} L_D$  определяется из условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{+\infty} n(\xi) d\xi = q, \quad (11)$$

где  $q$  — суммарный заряд инжектированных носителей на единицу поверхности.

Нам представляется важным тот факт, что в случае малого уровня инжекции не происходит «очевидного» диффузионного размытия со временем, а диффузионно-дрейфовое равновесие приводит к стационарной гауссовой форме пакета. Характерной длиной оказывается величина, имеющая смысл дебаевской длины экранирования. Действительно, для слабых полей справедливо соотношение Эйнштейна  $D/\mu = kT/e$ , и, следовательно,  $L_D = (kT\varepsilon\varepsilon_0/e^2 N_D)^{1/2}$ .

б) Случай умеренной инжекции ( $n \ll N_D$ ), к сожалению, не допускает аналитического решения. На рис. 1 для разных значений инжектированного заряда  $q$  приведены профили концентрации, полученные в результате численного решения системы уравнений (6), (7). Видно, что с ростом  $q$  форма пакета все сильнее отклоняется от гауссовой. При этом вершина становится более плоской и приближается к уровню  $n = N_D$ . Характерный заряд  $q$ , начиная с которого пакет принимает форму «лячика» с диффузионно размытыми краями, составляет примерно  $10L_D N_D$ .

в) Наиболее полно проявление диффузии прослеживается в случае сильной инжекции, когда пакет не отрывается от  $p^+$ -контакта, а постоянно «подпиты-

ваея» от источника неравновесных носителей. Со временем распределение концентрации в нем на значительном протяжении становится близким к однородному с  $n=N_D$  [10], и диффузия проявится в размытии фронта пакета. В такой геометрии точка с  $\partial n/\partial x=0$  реально отсутствует. Однако, предполагая, что на бесконечном удалении от диффузионно размытой границы  $n=N_D$ , задачу можно свести к краевой с граничными условиями

$$n(\xi)|_{\xi \rightarrow -\infty} = N_D, \quad n(\xi)|_{\xi \rightarrow +\infty} = 0. \quad (12)$$

Система уравнений (6), (7), (12) описывает, как известно [12], распределение свободных носителей на границе ОПЗ обратного смещенного  $p-n$ -перехода. Легко убедиться, что при  $\xi \rightarrow +\infty$ , как и в случаях  $a$  и  $b$ ,  $n(\xi) \sim \exp(-\xi^2/2L_D^2)$ . При  $\xi \rightarrow -\infty$   $n(\xi)$  приближается к  $N_D$ , поэтому удобнее рассматривать  $\Delta n(\xi) = N_D - n(\xi)$ . Тогда для  $\Delta n \ll N_D$  из (6) получаем

$$D \frac{d\Delta n}{d\xi} = -\mu E'(\xi) N_D. \quad (13)$$

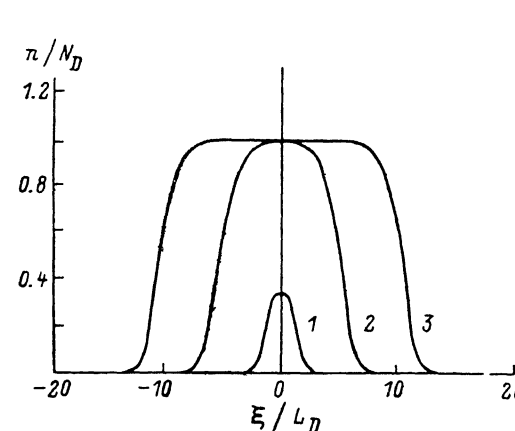


Рис. 1. Распределение концентрации дрейфующих носителей в пакете при различных значениях его заряда  $q$ .

Значения  $q$  нормированы на величину  $N_D L_D$ :  
1 — 1.0, 2 — 10, 3 — 20.

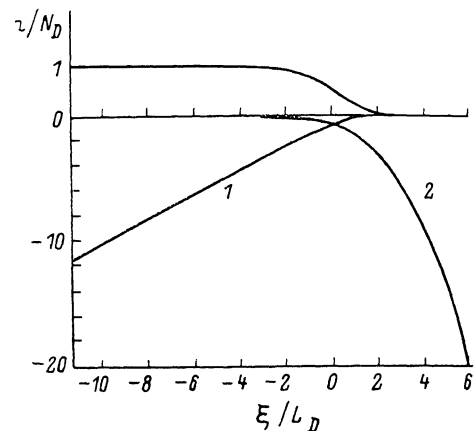


Рис. 2. Распределение концентрации дрейфующих носителей на фронте пакета.

1 —  $\ln[1 - (n/N_D)]$ , 2 —  $\ln(n/N_D)$ .

Подставляя  $E'$  из (13) в (7), имеем

$$\frac{d^2 \Delta n}{d\xi^2} = \frac{\mu e N_D}{D \epsilon \epsilon_0} \Delta n(\xi). \quad (14)$$

Очевидно, из двух возможных линейно независимых решений уравнения (15) физический смысл при  $\xi \rightarrow -\infty$  имеет

$$\Delta n(\xi) \sim \exp(\xi/L_D). \quad (15)$$

Аналитического выражения для описания  $n(\xi)$  при конечных  $\xi$  получить не удастся. На рис. 2 приведен результат численного расчета распределения  $n$  на фронте дрейфующего пакета.

б) Рассмотрим для общности случай дрейфа в поле  $p-n$ -перехода неосновных носителей. Нетрудно показать, что при этом невозможно установить стационарное распределение концентрации в дрейфующем пакете. Действительно, какова бы ни была плотность заряда дрейфующих носителей, она всегда приведет к увеличению плотности суммарного объемного заряда в ОПЗ, поскольку ионы примеси имеют тот же знак. Следовательно, электрическое поле на фронте пакета всегда выше, чем на его тыльной части. Таким образом, в случае дрейфа неосновных носителей нет механизма, который препятствовал бы диффузионному размытию пакета, и невозможно стационарное распределение концентрации. Это означает, что пакет будет неограниченно размываться.

В заключение просуммируем изложенный выше материал в виде нескольких выводов.

1) При транспорте заряженного пакета в условиях нарушения электро-нейтральности процессы дрейфа и диффузии оказываются взаимосвязанными.

2) Соотношение между знаками дрейфующего и неподвижного зарядов качественно определяют основную тенденцию в деформации пакета. При их совпадении к диффузионному размытию пакета добавляется дрейфовое, что в совокупности неограниченно уменьшает концентрацию в пакете. В случае противоположных знаков действия диффузии и дрейфа противоположны.

3) В последнем случае устанавливается стационарная форма пакета, определяемая условием диффузионно-дрейфового равновесия. Например, при  $n \ll \ll N_D$  дрейфующий пакет принимает форму гауссиана с дисперсией, равной дебаевской длине экранирования.

4) При мощной инжекции пакет принимает форму ступени. Распределение носителей на его фронте аналогично распределению свободных носителей зарядов на границе обратно смещенного  $p^+ - n$ -перехода.

5) Полученные результаты имеют непосредственное отношение к технологии компенсации полупроводников методом электродрейфа ионов примеси, которые выступают здесь в роли носителей подвижного заряда [6]. Одним из практических выводов является то, что метод, в принципе, не позволяет получать однородно компенсированные слои с толщиной до нескольких дебаевских длин экранирования.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Haynes J. R., Shockley W. — Phys. Rev., 1951, v. 81, N 4, p. 835—845.
- [2] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [3] Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. М., 1975. 288 с.
- [4] Еремин В. К., Строкан Н. Б. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 143—146.
- [5] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. 480 с.
- [6] Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 1856—1860.
- [7] Горнушкина Е. Д., Малкович Р. Ш. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 244—250.
- [8] Many A., Rakavy G. — Phys. Rev., 1962, v. 126, N 6, p. 1980—1988.
- [9] Seibt Ю. — Sol. St. Electron., 1973, v. 16, N 5, p. 1017—1028.
- [10] Андреев В. М., Еремин В. К., Ломашевич С. А., Строкан Н. Б. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1856—1860.
- [11] Taroni A., Zanarini G. — J. Phys. Chem. Sol., 1969, v. 30, N 7, p. 1861—1871.
- [12] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 560 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 6.07.1987  
Принята к печати 29.03.1988