

**ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЙ ДИОД** — полупроводниковый диод, обладающий отрицательным дифференциальным сопротивлением в СВЧ-диапазоне вследствие развития т. н. лавинно-пролётной неустойчивости. Последняя обусловлена ударной ионизацией и дрейфом носителей заряда в  $p-n$ -переходе в режиме обратного смещения (см.  $p-n$ -переход). Идея, лежащая в основе работы Л.-п. д., сформулирована в 1958 У. Т. Ридом (W. T. Read). Генерация на Л.-п. д. впервые наблюдалась в СССР в 1959 А. С. Тагером с сотрудниками [1].

Физ. принцип работы Л.-п. д. можно пояснить на примере диода Рида (рис. 1). Диод состоит из сильно легированного  $p^+$ -эмиттера и неоднородно легированной  $n$ -базы (рис. 1, а). Узкий слой  $n$ -базы вблизи  $p-n$ -перехода легирован сильно ( $n^+$ -слой), остальная часть

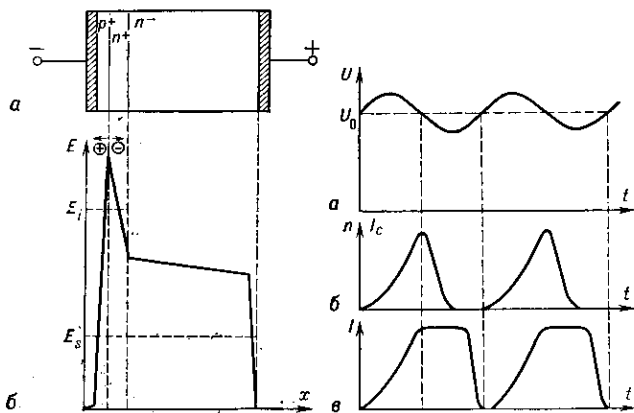


Рис. 1.

Рис. 2.

базы легирована слабо ( $n^-$ -слой). Распределение поля в такой структуре для обратного напряжения  $U_0$ , большего, чем напряжение пробоя  $U_i$ , показано на рис. 1 (б). При этом напряжённость поля в области  $p-n$ -перехода превышает поле ударной ионизации  $E_i$  и вблизи  $p-n$ -перехода генерируются электронно-дырочные пары (область умножения). Дырки быстро пролетают к электроду сквозь узкий сильно легированный эмиттер, не оказывая существенного влияния на работу прибора. Электроны, покинув область умножения, пролетают затем протяжённую слабо легированную  $n^-$ -область (область дрейфа).

В области умножения и в области дрейфа электроны движутся с одной и той же, не зависящей от напряжённости поля дрейфовой скоростью — скоростью насыщения  $v_s$  [2]. Значение поля  $E_s$ , при котором дрейфовая скорость электронов насыщается, составляет для электронов в Si и GaAs величину  $\sim 10^4$  В/см, значительно меньшую значения поля в области умножения  $E_i \approx (3-5) \cdot 10^5$  В/см. Характерное значение  $v_s \approx 10^7$  см/с.

Пусть помимо пост. напряжения  $U_0$  к диоду приложено перем. напряжение  $U$  частотой  $\omega$  (рис. 2, а). С ростом напряжения  $U$  происходит резкое увеличение концентрации носителей в области умножения вследствие экспоненциального характера зависимости коэф. ударной ионизации от поля [2]. Однако т. к. скорость роста концентрации электронов  $dn/dt$  пропорц. уже имеющейся в области умножения концентрации  $n$ , момент, когда  $n$  достигает максимума, запаздывает по отношению к моменту, когда максимума достигает напряжение на диоде (рис. 2, б). В условиях, когда  $v_s$  не зависит от поля, ток проводимости в области умножения  $I_c$  пропорц. концентрации  $n$ :  $I_c = env_s S$  ( $e$  — заряд электрона,  $S$  — площадь диода). Поэтому кривая на рис. 2 (б) представляет собой также и зависимость тока  $I_c$  в области умножения от времени.

Когда напряжение на диоде спадает и концентрация носителей в области умножения резко уменьшается,

ток на электродах прибора  $I$  (полный ток) остаётся постоянным (рис. 2, в). Сформировавшийся в области умножения сгусток электронов движется через область дрейфа с пост. скоростью  $v_s$ . Пока сгусток электронов не уйдёт в контакт, ток через диод остаётся постоянным (теорема Рамо — Шокли) [3]. Из сравнения рис. 2, а и 2, в видно, что ток, протекающий через Л.-п. д., колеблется практически в противофазе с напряжением, т. е. имеет место отрицат. дифференциальное сопротивление.

Отрицат. дифференциальное сопротивление Л.-п. д. является частотно-зависимым. Время пролёта носителей через область дрейфа  $t_0 \approx L/v_s$ , где  $L$  — длина области дрейфа, практически равная полной длине диода. Сдвиг фаз между током и напряжением  $\sim \pi$  может быть реализован только на частоте  $\omega \sim 1/t_0 \sim v_s/L$  (и на гармониках). Более точный расчёт устанавливает соотношение между  $\omega$  и  $L$ :

$$\omega \approx \pi v_s / L.$$

Механизм возникновения отрицат. дифференциального сопротивления является малосигнальным: колебания спонтанно нарастают в резонансе, настроенном на соответствующую частоту  $\omega$ , при подаче на диод достаточно большого пост. смещения.

Наиб. мощные и эффективные Л.-п. д., предназначенные для работы в сантиметровом диапазоне и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн, изготавливаются из GaAs, а для работы на более высоких частотах — из Si. Перспективно использование InP и др. соединений типа  $III-V$ , а также гетероструктур и сверхрешёток.

Для создания Л.-п. д. используются диффузия и ионная имплантация примесей, эпитаксиальное наращивание (см. Эпитаксия), напыление металла в вакууме.

Л.-п. д. — наиб. мощный полупроводниковый прибор для генерации и усиления эл.-магн. колебаний на частотах до 400 ГГц. Л.-п. д. из GaAs на частоте 6 ГГц в непрерывном режиме обеспечивают выходную мощность  $P=15$  Вт при  $\eta \approx 30\%$ ; на частоте 40 ГГц  $P \approx 2$  Вт при  $\eta \approx 20\%$ . Кремниевые Л.-п. д. позволяют получить  $P \approx 1$  Вт на частоте 100 ГГц и 50 мВт на частоте 200 ГГц и 2 мВт на частоте 440 ГГц.

Лит.: 1) Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М., Лавинно-пролётные диоды и их применение в технике СВЧ, М., 1968; 2) З и С., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 2, М., 1984; 3) Керролл Дж., СВЧ-генераторы на горячих электронах, пер. с англ., М., 1972.

М. Е. Левинштейн, Г. С. Силин.

**ЛАГЕРРА ФУНКЦИИ** — ф-ции, являющиеся решениями ур-ния

$$xf'' + (\alpha + 1 - x)f' + nf = 0,$$

где  $\alpha, n$  — произвольные параметры. Если  $n$  — целое положит. число, Л. ф. выражаются в полиномами Лагерра  $L_n^\alpha(x)$  (см. Ортогональные полиномы). В общем случае Л. ф. выражаются через вырожденную гипергеометрическую функцию

$$L_n^\alpha(x) = \Phi(-n, \alpha + 1, x) \Gamma(\alpha + n + 1) / n! \Gamma(\alpha + 1).$$

Иногда вводят Л. ф., убывающие при  $x \rightarrow +\infty$ :  $f_n^\alpha(x) = e^{-x/2} x^{\alpha/2} L_n^\alpha(x)$ . Эти ф-ции ортогональны на интервале  $(0, +\infty)$ ; применяются в задачах о расирострашении эл.-магн. волн в длинных линиях, о движении электрона в кулоновом поле и т. д.

**ЛАГРАНЖА УРАВНЕНИЯ** гидромеханики — дифференциальные ур-ния движения частиц несжимаемой идеальной жидкости в переменных Лагранжа (см. Гидродинамика), имеющие вид

$$\left( X - \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \right) \frac{\partial x}{\partial a_i} + \left( Y - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \right) \frac{\partial y}{\partial a_i} + \left( Z - \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \right) \frac{\partial z}{\partial a_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial a_i} \quad (i=1, 2, 3), \quad (1)$$

где  $t$  — время,  $x, y, z$  — координаты частицы жидкости,  $a_1, a_2, a_3$  — параметры, с помощью к-рых отличают