

## Лекция 17

Тема: Основы функциональной электроники (Продолжение).

- 1) Устройства на основе эффекта Ганна.
- 2) Образование домена в структуре Ганна.

### УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ГАННА

В 1963 году американский ученый Д. Ганн обнаружил, что кристалл арсенида галлия с электронной электропроводностью под действием сильного электрического поля способен генерировать СВЧ-колебания. Это явление получило название эффекта Ганна, а созданные на его основе приборы – диодов Ганна. Строго говоря, эти приборы не являются диодами, поскольку в них отсутствует выпрямляющий электронно-дырочный переход. В зарубежной литературе чаще используется сокращенное название *TED* (Transferred Electron Devices). Приборы на основе эффекта Ганна правильнее отнести к приборам функциональной электроники, так как в них преобразование энергии постоянного тока в энергию СВЧ-колебаний происходит за счет сложных физических процессов в кристалле арсенида галлия. Чтобы понять эти процессы, необходимо внести некоторые уточнения в зонную модель полупроводника, которой мы до сих пор пользовались для объяснения процессов в полупроводниковых диодах и транзисторах. Известно, что энергия свободного электрона равна

$$E = \frac{m_0 V^2}{2} = \frac{(m_0 V)^2}{2m_0} = \frac{P^2}{2m_0}, \quad (74)$$

где  $P = m_0 V$  – импульс электрона. Согласно формуле Луи де Бройля,

$$P = \frac{h}{\lambda} = \frac{\hbar}{\lambda/2\pi} \quad (75)$$

где  $\lambda$  – длина электронной волны;

$k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор электрона, по направлению совпадающий с направлением распространения электронной волны.

Следовательно, энергию свободного электрона можно выразить через волновой вектор  $k$ :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_0} k^2 . \quad (76)$$

Отсюда следует, что зависимость энергии свободного электрона от его волнового вектора имеет квадратичный характер.

В твердом теле на электрон действует периодическое потенциальное поле кристаллической решетки. Чтобы описать сложные законы движения электрона в кристалле с помощью соотношений классической механики, влияние внутренних сил на электрон учитывают, заменив массу свободного электрона  $m_0$  эффективной массой  $m^*$ . Импульс  $P = m^*V$  называется квазиимпульсом электрона. Тогда диаграмму энергетических зон полупроводника в  $k$ -пространстве можно представить так, как это показано на рис. 138, *a*.

При упрощенном рассмотрении энергетической диаграммы вместо истинных кривых, ограничивающих валентную зону и зону проводимости, проводят две параллельные прямые: одну – касательную к дну зоны проводимости, вторую – касательную к вершине валентной зоны. Первую прямую принимают за нижнюю границу зоны проводимости  $E_c$ , вторую – за верхнюю границу валентной зоны  $E_v$ . Расстояние между ними равно ширине запрещенной зоны  $\Delta E_g$ .

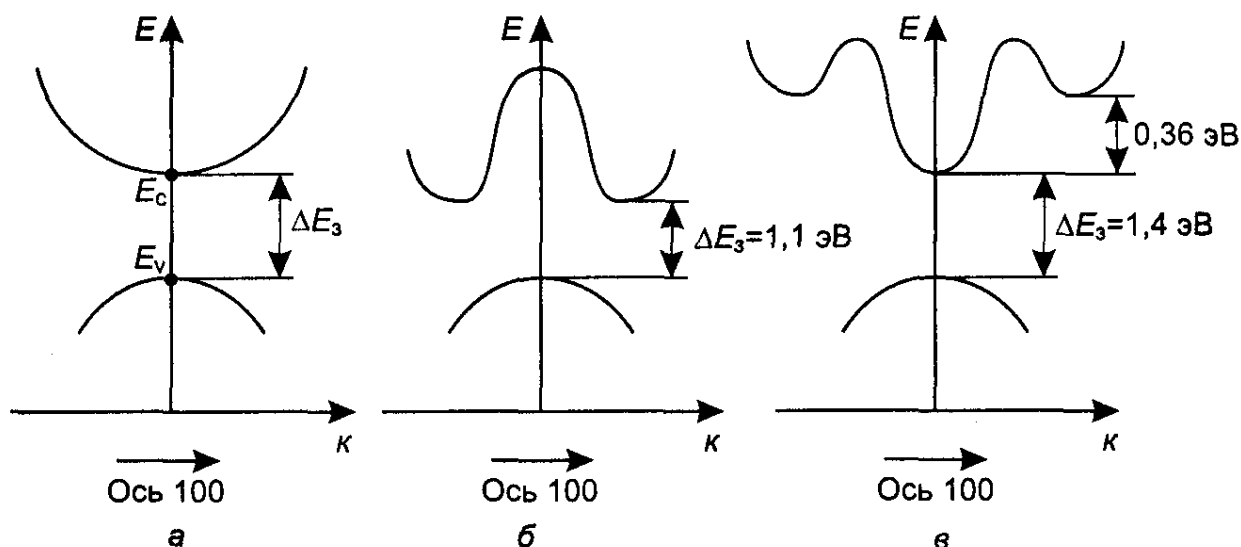


Рис. 138

Зона проводимости полупроводника может быть образована из нескольких перекрывающихся между собой разрешенных энергетических зон. В этом случае энергетическая диаграмма зоны проводимости в  $k$ -пространстве может иметь минимум, смещенный относительно точки  $k = 0$  (рис. 138, б), что имеет место в кремнии. В кристалле арсенида галлия имеются два минимума (рис. 138, в) в кристаллографическом направлении (100), которые называются энергетическими долинами. Полупроводник в этом случае называется двухдолинным. Минимальная энергия электронов, имеющая место при  $k = 0$ , соответствует нижней границе зоны проводимости. Верхняя долина отделена от нижней долины энергетическим зазором  $\Delta E = 0,36$  эВ.

Эффективные массы электронов, находящихся в нижней и верхней долинах, различаются по значению. В нижней долине  $m_1^* = 0,072m_0$ , в верхней –  $m_1^* = 1,2m_0$ . Подвижность электронов равна

$$\mu = q\tau_c/m^*, \quad (77)$$

где  $\tau_c$  – среднее время между столкновениями с решеткой. Подвижность электронов различна для нижней и верхней долин:  $\mu_1 = 8 \cdot 10^3$  см/В·с,

$\mu_2 = 10^2$  см/В·с. Следовательно, скорость дрейфа «легких» электронов нижней долины, пропорциональная напряженности внешнего поля  $E$ , почти на два порядка больше скорости дрейфа «тяжелых» электронов верхней долины.

При комнатной температуре практически все электроны проводимости находятся в нижней долине. При увеличении температуры все большее число электронов приобретает энергию, достаточную для перехода в верхнюю долину. В результате нижняя долина опустошается, а верхняя – заполняется. Этот процесс называется междолинным переходом.

Увеличение энергии электронов можно осуществить не только повышением температуры кристалла, но и с помощью внешнего электрического поля, изменяя напряженность которого, можно управлять междолинным переходом электронов. Величина напряженности поля, при которой начинается интенсивный междолинный переход, называется пороговой и обозначается  $E_p$ . Для арсенида галлия она равна примерно 3,2 кВ/см.

Найдем плотность дрейфового тока, протекающего через идеальный кристалл  $n$ -типа, в котором обеспечена абсолютная однородность электрического поля, создаваемого в нем приложенным к контактам внешним напряжением. Учтем, что ток создается как «легкими», так и «тяжелыми» электронами, суммарная концентрация которых, равная  $n_0 = n_1 + n_2$ , не зависит от напряженности поля, так как определяется только концентрацией доноров. Следовательно, плотность тока равна

$$j = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E. \quad (78)$$

Умножив и разделив правую часть на  $n_0$ , получим

$$j = qn_0\mu_{cp}E. \quad (79)$$

Здесь  $\mu_{\text{ср}} = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_0}$  – усредненная по двум долинам подвижность.

Учитывая, что дрейфовая скорость электронов равна  $V_{\text{др}} = \mu_{\text{ср}}E$ , получим

$$j = qn_0V_{\text{др}} \quad (80)$$

То есть плотность дрейфового тока пропорциональна скорости дрейфа  $V_{\text{др}}$ .

В слабых полях  $n_1 \cong n_0$ ,  $n_2 = 0$ ,  $\mu_{\text{ср}} = \mu_1$ ,  $j = qn_1\mu_1E$ . По мере роста  $E$ , начиная с некоторой величины  $E_1$  электроны переходят из нижней долины в верхнюю, поэтому  $n_1$  уменьшается,  $n_2$  увеличивается (рис. 139, *a*),  $\mu_{\text{ср}}$  уменьшается (рис. 139, *б*), а рост  $V_{\text{др}}$  замедляется (рис. 139, *б*).

Начиная с величины  $E_{\text{п}}$  интенсивность междолинных переходов возрастает настолько, что и.ср резко уменьшается, вследствие чего уменьшается  $V_{\text{др}}$ . При  $E = E_2$  междолинные переходы завершаются, нижняя долина оказывается почти полностью опустошенной ( $n_1 = 0$ ), а верхняя – заполненной ( $n_2 = n_0$ ). При этих условиях

$$j = qn_2\mu_2E. \quad (81)$$

Если  $E_2 = 8$  кВ/см, то наступает насыщение дрейфовой скорости, поэтому при  $E > E_2$  скорость остается постоянной.

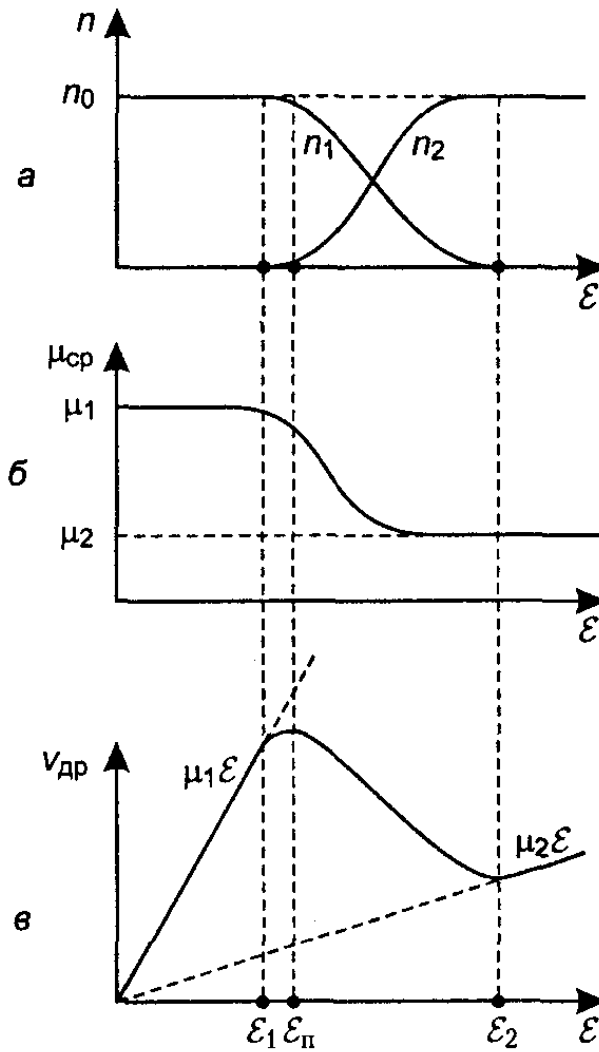


Рис. 139

Принимая во внимание, что плотность тока пропорциональна  $V_{др}$ , величина тока связана с плотностью тока соотношением  $I = jS$ , где  $S$  – площадь поперечного сечения кристалла, а напряженность поля  $E = u/L$ , где  $u$  – напряжение, приложенное к кристаллу,  $L$  – длина кристалла, можно записать уравнение вольт-амперной характеристики кристалла:

$$i = qn_0S\mu_{ср}u/L. \quad (82)$$

Из этого уравнения следует, что зависимость тока от напряжения аналогична зависимости дрейфовой скорости от напряженности поля, то есть она содержит участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 140). Существование отрицательного дифференциального сопротивления обусловлено уменьшением дрейфовой скорости при увеличении напряженности поля. При напряжении и, соответствующем критической напряженности поля, равной примерно 8 кВ/см, дрейфовая скорость становится постоянной и рост тока прекращается. Наличие отрицательного дифференциального сопротивления может компенсировать потери в присоединенной к кристаллу пассивной цепи, что позволяет использовать его для генерации и усиления электрических колебаний. Это обстоятельство нашло применение в СВЧ-устройствах, работающих на частотах, измеряемых единицами и десятками гигагерц. Рассмотрим принцип генерирования СВЧ-колебаний, основанный на использовании эффекта Ганна.

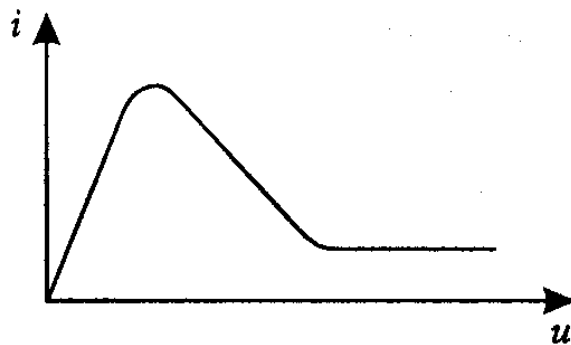


Рис. 140

В кристалле арсенида галлия имеются неоднородности, обусловленные неравномерностью распределения легирующей примеси и дефектами кристаллической структуры, в результате чего в нем возникают локальные напряженности поля, превышающие среднюю напряженность. Как правило, эти неоднородности существуют вблизи торцов кристалла, на которые напылены внешние металлические электроды катода и анода (рис. 141, а). Основную роль играют неоднородности у катодного вывода. Пусть в момент включения внешнего напряжения в кристалле возникает

электрическое поле со средней напряженностью поля  $E_0$ , которая несколько меньше пороговой напряженности  $E_{п.}$ . Из-за наличия неоднородностей напряженность поля в околоскатодной области оказывается выше пороговой (рис. 141, б). Вследствие этого левее сечения  $x_1$  появляются «тяжелые» электроны, движущиеся со скоростью  $V_1$  а правее  $x_1$  находятся «легкие» электроны, движущиеся со скоростью  $V_2$ . По мере продвижения «тяжелых» и «легких» электронов к аноду формируется зарядовый пакет, называемый доменом. Он состоит из двух слоев (рис. 141, в): слой со стороны катода из-за избытка «тяжелых» электронов имеет отрицательный заряд, слой со стороны анода из-за недостатка «легких» электронов имеет положительный заряд. Наличие этих зарядов ведет к образованию электрического поля домена, направленного в ту же сторону, что и внешнее поле (рис. 141, г). По мере формирования домена поле в нем растет, а за пределами домена—уменьшается. Поэтому скорость движения «тяжелых» электронов внутри домена возрастает, а скорость движения «легких» электронов за пределами домена уменьшается. В некоторый момент времени  $t_1$  скорости движения «легких» и «тяжелых» электронов становятся одинаковыми, и формирование домена завершается. Сформированный домен продолжает двигаться к аноду со скоростью  $V_{др} = \mu_1 E_1 = \mu_2 E_2$ . Достигнув анода, домен рассасывается, в структуре устанавливается исходное распределение напряженности поля (рис. 141, б) и начинается формирование нового домена. Зная закономерности изменения скоростей «тяжелых» и «легких» электронов, нетрудно объяснить характер изменения тока во внешней цепи. В момент включения  $t_0$  в кристалле все электроны являются «легкими», и плотность тока через кристалл имеет максимальное значение:

$$i_{\max} = qn_0\mu_1 E_0 \quad (83)$$

По мере формирования домена возрастает напряженность поля внутри домена и уменьшается вне его пределов, при этом снижается дрейфовая скорость и, соответственно, ток. После образования домена (момент  $t_1$ ) в кристалле установится минимальный ток

$$i_{\min} = qn_0\mu_1 E_1 \quad (84)$$



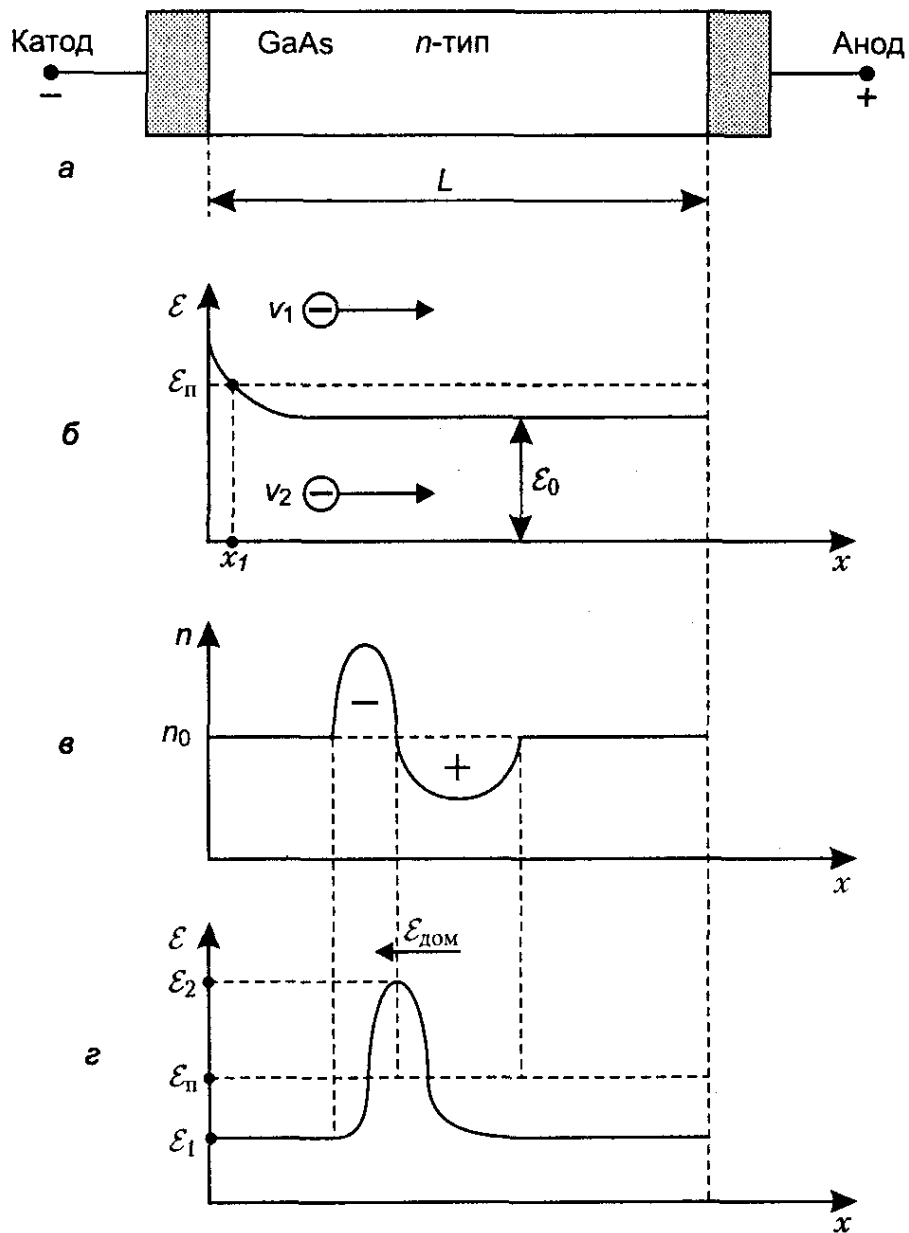


Рис. 141

В момент  $t_2$  домен достигает анода и рассасывается в интервале  $\tau_p = t_3 - t_2$ , при этом ток возрастает. Изменение тока во времени иллюстрирует рис. 142. Частота следования импульсов определяется дрейфовой скоростью домена  $V_{др}$  и длиной кристалла  $L$ :

$$f = V_{др}/L. \quad (85)$$

При  $L = 10$  мкм и  $V_{др} = 10^7$  см/с частота колебаний составляет 10 ГГц.

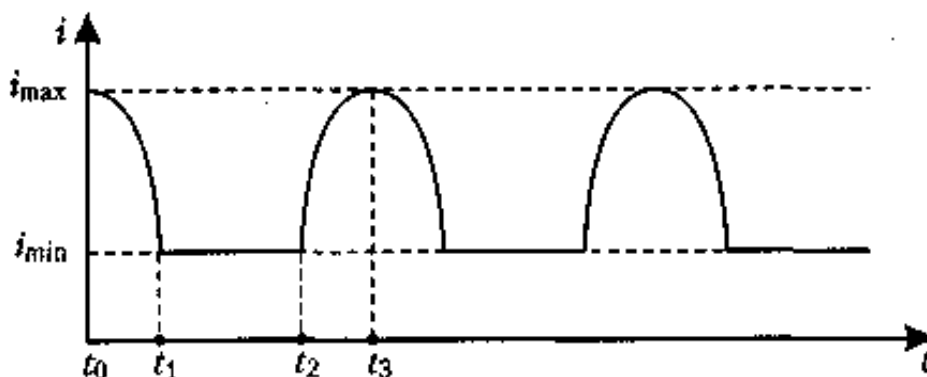


Рис. 142

На основе эффекта Ганна выполняют также СВЧ-усилители, рабочая точка которых находится на падающем участке вольт-амперной характеристики. Усиление мощности такого усилителя на частоте 25-30 ГГц достигает 60-70. На основе эффекта Ганна могут также выполняться элементы логических схем, быстродействие которых достигает  $10^{-10}$ - $10^{-11}$  с. Кроме того, на основе эффекта Ганна выполняют импульсные усилители, работающие в триггерном режиме. На основе эффекта Ганна могут быть созданы элементы памяти, аналого-цифровые преобразователи и ряд других устройств.