

С-ОБРАЗНАЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ШНУРОВАНИЕ ТОКА В ДИОДАХ ГАННА

Б.Л.Гельмонт, М.С.Шур

В высоколегированных диодах Ганна поле в домене становится столь сильным, что происходит пробой зона-зона, и как следствие, генерация электронно-дырочных пар. Генерация электронно-дырочных пар приводит к возникновению отрицательного сопротивления, контролируемого током (S-образная характеристика) [1–3], механизм которого был до сих пор неясен, а также к появлению стимулированного излучения и образованию светящихся нитей [4]. Такие явления наблюдались в GaAs [4], InP [5], CdTe [6] и других соединениях.

Настоящая работа посвящена объяснению механизма возникновения S-образной характеристики в диодах Ганна и шнурования тока, являющегося ее следствием.

Для понимания механизма образования S-образной характеристики существенно, что рекомбинация происходит за время, много большее времени пролета домена. Максимальное поле в домене в высоколегированных образцах зависит от средней по образцу концентрации электронов следующим образом [7]:

$$E_m = An^{1/4}(E - E_R)^{1/2}, \quad (1)$$

где E — приложенное к образцу поле, E_R — поле вне домена, n — концентрация электронов проводимости, A — коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров кривой $V(E)$ средней дрейфовой скорости электронов, коэффициента диффузии, диэлектрической проницаемости и длины образца. Так как ударная ионизация происходит только в домене сильного поля, то среднюю по времени пролета скорость генерации g можно записать в виде [8]:

$$g = g_\infty \exp\left(-\frac{E_0^2}{E_m^2}\right). \quad (2)$$

Из (2) видно, что благодаря зависимости E_m от n (1), g зависит от концентрации пар¹⁾. Вследствие этого возможна неоднозначная зависимость концентрации электронов, а следовательно и тока, от приложенного к образцу напряжения. Различные значения тока соответствуют разным амплитудам поля в домене. S-образная вольт-амперная характеристика однородного образца приводит к шнурованию тока.

Рассмотрим образец в виде тонкой пластинки. Ось z направим вдоль внешнего электрического поля, ось x — вдоль толщины пластинки. В этом случае все величины зависят только от x и времени t . При этом уравнения, описыва-

¹⁾ Следует отметить, что качественные результаты, полученные ниже не зависят от конкретного вида функции $g(E_m)$: для качественной картины существенен лишь факт экспоненциальной зависимости g от n .

ющие диод Ганна в масштабе времени, большом по сравнению с временем пролета домена, можно записать в виде:

$$j_p = -eD_p \left(1 + \frac{p}{n_0 + p} \right) \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial T} + \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} = g(n_0 + p) - R_p(n_0 + p) - \frac{p}{\tau}. \quad (4)$$

Здесь j_p – плотность тока дырок в направлении оси x , p – концентрация пар, n_0 – равновесная концентрация электронов ($n = n_0 + p$), D_p – коэффициент диффузии дырок, τ – постоянная времени линейной рекомбинации, R – коэффициент квадратичной рекомбинации. Уравнение (3) описывает амбиполярную диффузию электронов и дырок в направлении оси x . (При выводе (3) предпо-

лагалось, что $\frac{D_p}{D_n} = \frac{\mu_p}{\mu_n}$ и $\mu_p \ll \mu_n$, где μ_p , μ_n – подвижности дырок

и электронов). Уравнение (4) представляет собой уравнение баланса электронно-дырочных пар.

Вольт-амперная характеристика однородного образца определяется нулем правой части уравнения (4). Введем безразмерные величины: $N = p \frac{R}{g_\infty}$ без-

размерная концентрация пар, $N_0 = n_0 \frac{R}{g_\infty}$ – безразмерная концентрация

электронов, $r = (g_\infty \tau)^{-1}$ – обратное безразмерное время линейной рекомбинации, $\xi = \frac{A^2}{E_0^2} (E - E_R) \sqrt{\frac{g_\infty}{R}}$ – безразмерная разность приложенного к

образцу поля и поля вне домена. Тогда правую часть уравнения (4) можно переписать в виде:

$$f(N) \equiv (N + N_0) \exp[-1/\xi \sqrt{N + N_0}] - N(N + N_0) - rN = 0. \quad (5)$$

Из (5) имеем:

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{N + N_0} \ln \frac{N + N_0}{N(N + r + N_0)}}. \quad (6)$$

Уравнение (6) представляет собой безразмерную вольт-амперную характеристику однородного образца: в сильнолегированных образцах средняя дрейфовая скорость носителей практически не зависит от приложенного напряжения при наличии домена сильного поля [7]. Поэтому ток зависит от поля так же, как N .

Характеристика $N(\xi)$ оказывается трехзначной в определенном диапазоне полей и концентраций. Верхнее значение концентрации, при котором S -образная

характеристика исчезает, оказывается равным $n_0 = \frac{g_{\infty}}{2R \exp(3)}$, что для GaAs

составляет $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Пороговое поле $E_{\text{кр}}$, при котором начинается участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), растет с уменьшением параметра N_0 . При достаточно малых n_0 $E_{\text{кр}}$ может оказаться в области полей, недостижимых экспериментально. Этот результат качественно согласуется с экспериментальными данными [9]. Следует отметить также, что при малых n_0 изменяется зависимость $E_m(n_0, E)$ [7]. Качественные результаты, однако, при изменении конкретного вида зависимости $E_m(n_0, E)$ полностью сохраняются.

Рассмотрим образец в режиме, соответствующем участку с ОДП. Пусть в некоторой области поперечного сечения в результате флуктуации возрасла концентрация неравновесных носителей. В этом месте экспоненциально возрастает скорость генерации пар. На участке с ОДП это возрастание превысит соответствующее возрастание рекомбинации. Флуктуация начнет усиливаться. При больших концентрациях ее рост ограничит диффузия, в результате чего возникнет стационарный шнур (слой) сильного тока, т. е. шнур (слой) с повышенной концентрацией носителей. Шнур будет плоским в случае образца в форме тонкой пластинки. Такая конфигурация шнура может объяснить расположение светящихся нитей вдоль оси образца, наблюдавшееся в работе [4]. Эти нити располагались вдоль слоя с повышенной концентрацией носителей, образующегося при шнуровании.

Неустойчивость является абсолютной, и шнур сильного тока стационарен. Интегрируя систему уравнений (3) – (4), можно найти связь между концентрацией пар вне шнура N_{min} и максимальной концентрацией пар в шнуре N_{max} :

$$\int_{N_{\text{min}}}^{N_{\text{max}}} f(N) \left(1 + \frac{N}{N + N_0} \right) dN = 0. \quad (7)$$

Уравнение (7) аналогично правилу площадей в теории доменов сильного поля [10]. Из (7) вытекает, что с ростом E максимальная концентрация пар в шнуре уменьшается. Размер шнура оказывается пропорциональным "генерационно-диффузионной длине" $\sqrt{D_p g_{\infty}^{-1}}$ и увеличивается с ростом E . Исследование системы (3) – (4) с учетом (7) показывает также, что возбуждение шнура жесткое и что существует гистерезис между пороговыми токами исчезновения и возникновения шнура.

Интересные явления должны происходить при помещении образца со шнуром во внешнее магнитное поле H , перпендикулярное плоскости шнура. При этом неустойчивость превращается из абсолютной в конвективную. Шнур начинает дрейфовать к стенке образца со скоростью V_H порядка $\mu_n \mu_p \frac{EH}{c}$. Физический механизм движения шнура такой: дырки, намного более тяжелые и менее подвижные, чем электроны, движутся в холловском поле электронов (как в эффекте Суля). За ними следуют электроны, чтобы поддержать электронейтральность. Если скорость V_S поверхностной рекомбинации мала по сравнению с V_H , шнур останавливается у стенки образца. При $V_S > V_H$ шнур исчезает у стенки, после чего в центре образца возникает новый шнур и цикл повторяется. В этом случае во внешней цепи должны наблюдаться осцилляции напряже-

ния на частотах порядка $\frac{V_H}{a}$ (a — поперечный размер образца), много меньших частоты ганновской генерации.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 февраля 1970г.

Литература

- [1] S.G.Liu. Appl. Phys. Lett., 9, 73, 1966.
- [2] K.K.N.Chang, S.G.Liu, H.J.Prager. Appl. Phys. Lett., 8, 196, 1966.
- [3] P.D.Southgate. J. Appl. Phys., 38, 4589, 1967.
- [4] P.D.Southgate, IEEE Journ. of Quant. Electr., QE-4, 179, 1968.
- [5] P.D.Southgate, R.T.Mazzochi. Phys. Lett., 3, 216, 1968.
- [6] M.R.Oliver, A.L.McWhorter, A.G.Foyt. Appl. Phys. Lett, 11, 111, 1967.
- [7] B.L.Gelmont, M.S.Shur. Electronics Lett.. в печати.
- [8] A.G.Chynoweth. Semiconductors and Semimetals, 4, 263, 1968.
- [9] J.A.Copeland. Appl. Phys. Lett., 9, 140, 1966.
- [10] P.N.Butcher, W.Fawcett, C.Hilsum. Brit. J. Appl. Phys., 17, 841, 1966.