

УДК 621.382.2

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян,
Р. С. Барсегян

Формирование участка отрицательного сопротивления на вольт-амперной характеристике p^+nn^+ структур

(Представлено 15/III 1971)

Проанализируем возможность возникновения участка отрицательного сопротивления S -типа на прямой ветви вольт-амперной характеристики p^+nn^+ структур. Крайние p^+ — и n^+ — слои считаются «короткими» и высоколегированными, падением напряжения на них пренебрегаем. Коэффициенты инжекции переходов считаем равными единице. Тогда вольт-амперная характеристика структуры полностью определяется процессами, происходящими в n -базе.

Вычитая уравнение непрерывности для дырочного тока из соответствующего уравнения для электронной составляющей тока, имеем

$$\frac{d^2}{dx^2}(n+p) + \frac{1}{kT} \cdot \frac{d}{dx} [e(n-p)E] = \frac{p-p_0}{D_p \tau_p} \cdot \frac{b+1}{b}. \quad (1)$$

Обозначения обычные. Оставим в выражении для напряженности электрического поля

$$E = \frac{J}{eu_p(bn+p)} - \frac{D_p \left(b \frac{dn}{dx} - \frac{dp}{dx} \right)}{u_p(bn+p)} = E_T + E_{\text{дифф}} \quad (2)$$

только член E_T , соответствующий токовому (дрейфовому) электрическому полю. С учетом того, что

$$\frac{d^2(n+p)}{dx^2} = \left(\frac{dn}{dp} + 1 \right) \frac{d^2p}{dx^2} + \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 \frac{d^2n}{dp^2}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2n}{dx^2} = \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 \frac{d^2n}{dp^2} + \frac{d^2p}{dx^2} \cdot \frac{dn}{dp}, \quad (4)$$

получим из (1) уравнение:

$$\begin{aligned} & \frac{\frac{d}{dp}(np)}{bn+p} \cdot \frac{d^2p}{dx^2} + \left\{ \frac{p}{bn+p} \cdot \frac{d^2n}{dp^2} - \frac{u_p}{j(b+1)} \cdot \left(b \frac{dn}{dp} - 1 \right) \right. \\ & \left. + \frac{d}{dp} [e(n-p)E_1] \right\} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 + \frac{1}{kT(b+1)} \left\{ \frac{d}{dp} [e(n-p)E_1] \right\} \cdot \\ & \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{p-p_1}{bD_p\tau_p} \end{aligned} \quad (5)$$

(5) отличается по виду от уравнения, приведенного в (1), а его коэффициенты имеют новый смысл. В частности, коэффициент при $\frac{1}{kT} \cdot \frac{dp}{dx}$ имеет размерность силы и представляет собой изменение результирующей силы, действующей на электронно-дырочную плазму со стороны токовой (дрейфовой) составляющей электрического поля, приходящейся на одну инжектированную дырку. В (1) коэффициент при $\frac{dp}{dx}$ имеет форму $\mu\bar{E}$, где μ называют биполярной подвижностью.

Из (5) можно сделать следующий вывод. Если мы рассматриваем процессы, имеющие место в „короткой“ базе в чисто диффузионном приближении, то (5) переписывается так:

$$\frac{\frac{d}{dp}(np)}{bn+p} \cdot \frac{d^2p}{dx^2} = \frac{p-p_1}{bD_p\tau_p} \quad (6)$$

Предполагается наличие в базе уровней прилипания для неосновных носителей (дырок). Тогда связь n с p дается из условия квазинейтральности и в виде:

$$n = p + N_k + \frac{p}{p+p_1} P \quad (7)$$

Здесь P — концентрация уровней прилипания.

Используя (7), преобразуем (6) к виду:

$$\frac{2p + N_k + \frac{p^2 + 2pp_1}{(p+p_1)^2} p}{(b+1)p + bN_k + \frac{bpP}{p+p_1}} \cdot \frac{d^2p}{dx^2} = \frac{p-p_1}{bD_p\tau_p} \quad (8)$$

Легко убедиться, что множитель при второй производной p по координате не растет с ростом тока и, следовательно, распределение концентрации дырок по координате мало отличается от того, что имеет место в полупроводнике без уровней прилипания. Поэтому, вопреки утверждению (2), заполнение последних не приводит к S-образности в диффузионном приближении. Это для частных случаев показано в (3).

В дрейфовом приближении задача о влиянии уровней прилипания рассматривалась в (4). Нетрудно убедиться, что в этом приближении наибольшим членом в левой части уравнения (5) является последний, изменение которого с током может привести к участку отрицательного сопротивления S -типа.

Из (7) можно получить в дрейфовом приближении следующее квадратное уравнение для p

$$p^2 + k(M - n_0)p + kp_1(N_g - n_0) = 0. \quad (9)$$

Здесь

$$n_0 = \frac{j}{eu_n E_1}; \quad k = \frac{b}{b+1}; \quad M = P + N_g + \frac{p_1}{k}. \quad (10)$$

Подстановка выражения для p из (9) в уравнение непрерывности позволяет получить соответствующие уравнения, а также установить конкретные виды зависимости E от плотности тока, координаты и параметров материала. Расчет характеристики, описывающей переход от одной квадратичной зависимости, соответствующей весьма слабому заполнению уровней прилипания, к другой квадратичной зависимости, описывающей вольт-амперную характеристику при заполненных уровнях прилипания (4), убеждает нас в существовании участка отрицательного сопротивления S -типа (5). Расчет был проведен методом разделения базы на 4 области: 1) Области $j \sim V^2$, в которой уровни прилипания заполнены

$$E_I = \sqrt{\frac{2jx}{eu_n u_p \tau_p M}}; \quad (11)$$

2) области, где

$$E_{II} = \sqrt{\left| (E_2)^{\frac{3}{2}} - \frac{3}{kMu_p \tau_p} \sqrt{\frac{kp_1 j}{eu_n}} (x_2 - x) \right|^2}; \quad (12)$$

3) довольно протяженной области локального отрицательного сопротивления

$$E_{III} = E_2 \exp \left| \frac{ebM(x - x_2)}{j \tau_p} \right|; \quad (13)$$

4) области нижней квадратичной зависимости

$$E_{IV} = \sqrt{\frac{2jx}{eu_n u_p \tau_p N_g}}. \quad (14)$$

Здесь E_2 и x_2 — величина напряженности электрического поля и координата на границе II и III областей (5).

Сшивая решения в областях между собой при условии непрерывности напряженности электрического поля на границах областей и нулевом граничном условии при $x = 0$, получаем с ростом тока продвижение низкоомных областей вглубь базы. Срыв наступает при вхо-

ждении трех первых областей в базу на четверть длины последней. Величину тока срыва можно найти численным путем из уравнения

$$B = \frac{(1 - 4B)(1 - B)}{(4 - B)(A - \ln B)} \quad (15)$$

Здесь A — некоторая функция от параметров материала и уровня прилипания ⁽⁵⁾.

$$B = \frac{I_{cp} \tau_p}{2ebMd}$$

Для напряжения срыва получим:

$$V_{cp} = \sqrt{\frac{3MB}{N_g}} \cdot \frac{d^2}{2u_p \tau_p} \quad (16)$$

В частности, для $P = 50 N_g$ и $\frac{P_1}{k} = N_g$ имеем:

$$I_{cp} \approx 2,2 \frac{ebN_g d}{\tau_p}, \quad V_{cp} \approx \frac{d^2}{2u_p \tau_p} \quad (17)$$

Заметим, что срыв характеризуется сравнительно малыми величинами I_{cp} и V_{cp} . Напомним, что величина тока, равная $\frac{ebN_g d}{\tau_p}$, характери-

зует в обычной теории двойной инжекции ⁽⁶⁾ (при отсутствии уровней прилипания) лишь начало высокого уровня инжекции (переход от закона Ома к квадратичной закономерности).

В. И. Стафеевым была выдвинута идея формирования S-образной характеристики за счет увеличения с ростом тока времени жизни неосновных носителей тока ⁽⁷⁾ (τ — механизм). В дальнейшем было показано ⁽⁸⁾, что увеличение τ_p не является единственной возможностью для получения S-образности. При этом было указано на два механизма возникновения S-образности у компенсированного полупроводника в условиях двойной инжекции за счет: 1) наличия в базе пустых ловушек (N_n — механизм) и 2) накопления и последующего рассасывания объемного заряда (Q-механизм). При анализе случая, когда глубокие уровни заметно смещены к потолку валентной зоны, была принята во внимание убывающая с током зависимость τ_p , приводящая к накоплению напряжения на базе и смене квадратичной закономерности (при постоянном τ_p) на $I \sim V^{\frac{3}{2}}$ ⁽⁹⁾. С учетом этого обстоятельства и механизмов, предложенных в ^(7, 8), были проведены расчеты, позволившие понять различные температурные зависимости напряжения и тока срыва ^(9, 10).

Новая сторона N_n — механизма была вскрыта в ⁽¹¹⁾, где отмечено, что формирование отрицательного сопротивления сопровождается ростом с током биполярной подвижности. В дальнейшем, кроме биполярной

было введено понятие эффективной подвижности (¹³). Если первая характеризует, наряду с другими параметрами, распределение концентрации носителей, то вторая отражает распределение электрического поля по базе. В (¹³) было показано, что эффективная подвижность может менять знак в зависимости от величины концентрации носителей. В последующем это же было отмечено и для биполярной подвижности (¹⁴). Однако практически оба вида подвижности не обладают достаточной наглядностью и несут формальный характер. S-образность может возникнуть и за счет других факторов, например, утечки (¹⁴) и др.

Одним из эффективных методов получения неравновесной электронно-дырочной плазмы в твердом теле является двойная инжекция носителей с использованием p^+nn^+ структуры (¹⁵). Сформированная у электродов плазма заполняет базу так, как это диктуется условием нейтральности и приложенным к структуре внешним напряжением. В частности, на электронно-дырочную плазму со стороны токового электрического поля у p^+ слоя действует отмеченная выше результирующая сила. Перенос вглубь базы плазмы (облака из свободных электронов и дырок, нейтрализующих связанный на неподвижных центрах заряд) определяется изменением результирующей силы, приходящимся на одну инжектированную дырку. Если оно растет с током, то плазма входит глубже в базу, распределение носителей становится более плоским. Причиной роста $\frac{d}{dp} |e(p - n) E_x|$ являются микропроцессы, связанные с наличием в базе различного рода центров. Например, присутствие, как отмечалось выше, незаполненных до инжекции ловушек способствует накоплению напряжения на базе, которое начинает падать, когда заканчивается задержка раскомпенсации или уменьшение времени жизни. Именно тогда и растет с током указанное изменение результирующей силы, способствующее протаскиванию носителей через полупроводник.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՌ ԳԱ Իզրաէից-անդամ Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒՅՑՈՒՆՅԱՆ,
Բ. Ս. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ

p^+nn^+ ստրուկտուրայի վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա բացասական դիմադրության հատվածի ձևավորումը

Ուսումնասիրվում է հաստատուն հոսանքի անցումը p^+nn^+ ստրուկտուրայում, որի n -հիմքում առկա են խոռոչների համար կալիոդական մակարդակներ:

Ցույց է տրված դիֆուզիոն մոտավորության դեպքում բացասական դիմադրության հատվածի բացակայությունը:

Կալիոդական մակարդակների գրավման հետ կապված, արդյունաբար ուժեղ փոփոխությունը հոսանքից կախված բերում է S-տիպի բացասական դիմա-

դրության հատվածի առաջացմանը երկար p - n -ն ստրուկտուրաների վրա-
ամպերային ընթացքի վրա: Այդ արդյունաբար ուժի փոփոխութիւնը այն
ուժն է, որով էլեկտրական դաշտը ազդում է էլեկտրոնա-խոռոչային պլազմա-
յի վրա, մեկ ներմուծված խոռոչի համար:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1 Р. Смит, Полупроводники, гл. 8, ИЛ, 1962. 2 А. Ю. Лейдсман, ФТП, т. 3, 1492 (1969). 3 Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов, «Известия АН Арм. ССР», Физика, т. 1, 164 (1966); т. 2, 105 (1967). 4 Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, «Изв. АН Арм. ССР», Физика, т. 3, 200 (1968); ФТП, т. 3, 964 (1969). 5 Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, Р. С. Барсегян, Материалы Всесоюзной конференции по физике полупроводниковых приборов и микроэлектронике, Тбилиси, 1971. 6 М. А. Lampert, A. Rose, Phys. Rev. 121, 26 (1961). 7 В. И. Стафеев, ФТП, т. 3, 2513 (1961); т. 5, 11 (1963). М. А. Lampert, Phys. Rev. 125, 126 (1962). Repts. Progr. Phys. 27, 319 (1964). 8 Г. М. Авакьянц, «Радиотехника и электроника», т. 10, 1880 (1965); «Известия АН Арм. ССР», Физика, т. 1, 248 (1966). 9 Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, ДАН Арм. ССР, т. 46, 228 (1968); «Известия АН Арм. ССР», Физика, т. 4, 318 (1969). 10 Г. М. Авакьянц, Ю. А. Абрамян, «Известия АН Арм. ССР», Физика, т. 4, 386 (1969). 11 В. А. Сабликов, И. Б. Павлюков, ДАН Узб. ССР, т. 9, 27 (1967); т. 4, 21 (1968); В. В. Осипов, В. И. Стафеев, ФТП, т. 1, 1795 (1967). 12 Ю. А. Абрамян, Автореферат, ЕРГУ, 1969. 13 В. А. Душкин, Л. П. Мулюкин, В. И. Мурыгин, В. И. Стафеев, ФТП, т. 4, 1761 (1970). 14 В. И. Стафеев, ФТП, т. 3, 185 (1961); Г. М. Авакьянц, «Радиотехника и электроника», т. 10, 1594 (1963); ДАН Арм. ССР, т. 50, 204 (1970); т. 51, 164 (1970). 15 Б. Анкер-Джонсон, Тр. IX Международной конференции по физике полупроводников, «Наука», М., 1970, стр. 859.