Письма в ЖЭТФ, том 14, стр.272 – 276 20 августа 1971г.

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ МНОГОЗНАЧНОМ ЭФФЕКТЕ САСАКИ

З. С. Грибников, В. В. Митин

Быстрое уменьшение времени междудолинного рассеяния τ с ростом энергии электронов в многодолинных полупроводниках приводит в определенной области греющих полей к существованию не одного, а нескольких устойчивых распределений электронов между долинами, которым соответствуют различные значения поперечных полей (многозначный эффект Сасаки [1 – 4]. Наличие нескольких устойчивых решений пространственно однородной задачи может привести к существанию в реальных образцах доменной структуры, когда образец распадается на области, в каждой из которых реализуется одно из устойчивых распределений. Такая структура должна определяться конфигурацией образца и граничными условиями на его поверхностях, причем в образцах, однородных в направлении тока, границы между доменами должны быть параллельными линиям тока (при отсутствии отрицательного дифференциального сопротивления N-типа).

Ниже мы показываем, что в простейшем двухдолинном случае, который может быть реализован в анизотропно-деформированных n-Si и n-Ge (в последнем – с несущественной модификацией), для образцов в форме пластин устойчивы только одно- и двухдоменные структуры, а многодоменные решения неустойчивы.

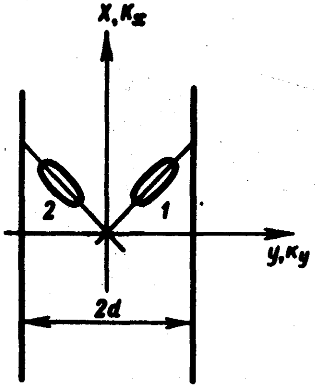

Рис. 1

Рассматривается симметричное направление тока в образце, имеющем форму пластины $-d \leq y \leq d$ (рис. 1), причем поле E_x, полагаемое заданным, выбирается таким, что в однородном случае существуют только два устойчивых значения поперечного поля E_y; $E^+ > 0$ и $E^- = -E^+ < 0$. В рассматриваемой области полей пространственное распределение 1- и 2- электронов ($\mu_{yx}^{(1)} < 0$, $\mu_{yx}^{(2)} = -\mu_{yx}^{(1)} > 0$) определяется двумя характерными длинами – растянутой длиной $L_E \sim \mu\tau E^+$ и сжатой длиной $l_E \sim \bar{\varepsilon}/eE^+$, где $\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия электронов, причем $L_E >> l_E$, если выполнены условия независимости энергетического баланса долин (принятые в [4] при рассмотрении пространственно однородных решений). Поэтому поле E_y, претерпевает резкие изменения в малых интервалах, называемых доменными стенками, и плавно изменяется в остальной части полупроводника, т. е. в доменах. В этих последних можно пренебречь диффузионными компонентами поперечных потоков носителей, равно как и всеми другими компонентами этих потоков, связанными с градиентами параметров функций распределения, и учитывать только их полевые компоненты в полях E_x и E_y. Тогда уравнение непрерывности разностного потока $I_y^{(1)} - I_y^{(2)}$ (при условии, что $I_y = e(I_y^{(1)} + I_y^{(2)}) = 0$) имеет вид

$$\frac{dy}{d\zeta} = \frac{a E_x \zeta \Psi(\zeta)}{\zeta - L(\zeta)} = F(\zeta), \qquad (1)$$

где $$\zeta = \frac{E_y}{a E_x}, \quad a = \left|\frac{\mu_{yx}^{(1,2)}}{\mu_{yy}^{(1,2)}}\right|, \quad L(\zeta) = \frac{\chi + \beta}{1 + \chi\beta},$$

$$\chi = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}, \quad \beta = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2}, \quad \mu_{1,2} = \mu_{xx}^{(1,2)} = \mu_{yy}^{(1,2)},$$

$$\Psi(\zeta) = -\frac{1}{2\zeta(r_1^{-1} + r_2^{-1})}\frac{1 - \zeta\chi}{1 + \beta\chi}\frac{d}{d\zeta}\left[(\mu_1 + \mu_2)\frac{(1 - \chi^2)(1 - \zeta^2)}{1 - \zeta\chi}\right].$$

Отметим, что $\Psi(\zeta)$ – четная функция ζ; при μ, не зависящей от греющей мощности, когда $d\mu_{1,2}/d\zeta = 0$ и $\chi = 0$, $\Psi(\zeta) = (\mu_1 + \mu_2)/(r_1^{-1} + r_2^{-1})$. Функция $L(\zeta)$ нечетна, причем уравнение $\zeta = L(\zeta)$ совпадает с уравнением (8') из [4], определяющим стационарные однородные решения; при рассматриваемых E_x это уравнение имеет три решения: $\zeta = 0$ (неустойчивое) и $\zeta^{(\pm)} = E^{\pm}/aE_x$. Поскольку при $\zeta \to \zeta^{(+)}$ и при $\zeta \to \zeta^{(-)}$ $dy/d\zeta \to \infty$, уравнение (1) имеет решения трех типов, в соответствии с чем мы будем рассматривать три типа доменов:

1) S^+-домены, в которых $1 \geqslant \zeta > \zeta^{(+)}$ и $y - y(1) = -\int_{\zeta}^{1} F(\zeta)\,d\zeta$; (2)

2) S^--домены, в которых $-1 \leqslant \zeta < \zeta^{(-)}$ и $y - y(-1) = \int_{-1}^{\zeta} F(\zeta)\,d\zeta$; (3)

3) M-домены, в которых $\zeta^{(+)} > \zeta > \zeta^{(-)}$ и $y - y(0) = \int_{0}^{\zeta} F(\zeta)\,d\zeta$. (4)

M-домены можно подразделять на части: $\zeta^{(+)} > \zeta > 0$ (M^+-домены) и $0 > \zeta > \zeta^{(-)}$ (M^--домены), разделяемые широкой доменной стенкой (протяженность которой имеет порядок растянутой, а не сжатой длины).

Зависимость $\zeta(y)$ в образце с заданными граничными условиями состоит из доменных участков, даваемых формулами (2), (3), (4), объемных доменных стенок, разделяющих домены, и приповерхностных доменных стенок, согласующих домены с граничными условиями. В рассматриваемом случае симметричного направления тока в образце на объемной доменной стенке должно выполняться условие

$$\zeta(y_c - 0) = -\zeta(y_c + 0), \tag{5}$$

где y_c – координата "центра" стенки, согласно которому в одном образце могут сосуществовать только либо S^-- и S^+-домены, либо M^- и M^+-домены, а структуры, включающие как $S^{\pm}$, так и $M^{\pm}$ домены, запрещены.

Многодоменная структура, состоящая из $S^{\mp}$-доменов, должна включать в себя как S^-S^+-стенки[1], так и S^+S^--стенки. Нетрудно заметить, что вторые в отличие от первых неустойчивы к малым смещениям относительно своего равновесного положения, удовлетворяющего условию (5). Нарушение условия (5) при смещенной стенке приводит к появлению разностей потоков $i_y(y_c+0)-i_y^{(1)}(y_c-0)$ и $i_y^{(2)}(y_c+0)-i_y^{(2)}(y_c-0)$, стремящихся восстановить выполнение условия (5) в случае S^-S^+-стенки и увеличить разности потоков в случае S^+S^--стенки. Таким образом, стационарные решения с S^+S^--стенками (если они существуют) неустойчивы, а следовательно, многодоменная структура из $S^{\pm}$-доменов невозможна. Точно так же можно показать неустойчивость M^-M^+-стенки (тогда как M^+M^--стенки, если существуют стационарные решения с такой стенкой, устойчива).

Из неустойчивости M^-M^+- и S^+S^--стенок следует, что в пластинах возможны только шесть простейших типов доменных структур: четыре однодоменных структуры (S^-, S^+-, M^- и M^+-структуры с доменными стенками только около поверхностей) и две двухдоменных структуры: S^-S^+-структура и M^+M^--структура. S^-S^+-структура содержит тонкую доменную стенку; что касается M^+M^--структуры, то она может и не содержать такой стенки, т. е. представлять непрерывный M-домен (с широкой доменной стенкой).

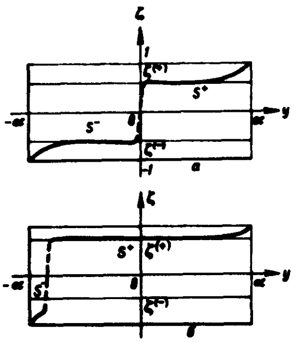

Рис. 2

Рассмотрим случай, когда на обеих поверхностях $y=\pm d$ полностью отсутствуют какие-либо поверхностные механизмы рассеяния (что имеет место, например, в случае сильного обеднения поверхностей носителями тока). Тогда из условий $i_y^{(1,2)}(\pm d)=0$ следует $\zeta^2(\pm d)=1$, и в образце реализуется двухдоменная S^-S^+-структура с доменной стенкой посредине пластины (рис. 2, *а*). В этой структуре поперечная ЭДС Сасаки в точности равна нулю, поскольку ЭДС в различных доменах только компенсируют друг друга. Следует однако отметить, что в толстых образцах ($d \gg L_E$) положение доменной стенки посредине пластины практически нереализуемо, поскольку очень малые отклонения направления тока от точно симметричного вызывают сильное перемещение стенки от средней плоскости к одной из поверхностей

[1] S^-S^+-стенка отделяет S^--домен при $y<y_c$ от S^+-домена при $y>y_c$.

образца. При этом реализуется квазиоднодоменная $S^- S^+$-структура (рис. 2, *б*), в которой один из доменов имеет толщину порядка нескольких длин L_E, тогда как другой охватывает почти весь образец.

Рассмотренная здесь доменная структура отличается от размерной доменной структуры, исследованной в [5]: там для двухдолинного случая узкая доменная стенка появлялась только при $d \lesssim L_E$, тогда как здесь она может существовать в сколь угодно толстых образцах.

Авторы благодарны Э.И.Рашба и И.Б.Левинсону за полезные критические замечания.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 июля 1971 г.

Литература

[1] H.Reik, H.Risken. Phys. Rev., 126, 1737, 1962.

[2] H.Shyam, H.Kroemer. Appl. Phys. Lett., 12, 283, 1968.

[3] E.Erlbach. Phys. Rev., 132, 1976, 1963.

[4] З.С.Грибников, В.А.Кочелап, В.В.Митин. ЖЭТФ, 59, 1828, 1970.

[5] З.С. Грибников, В.А.Кочелап, Э.И.Рашба. ЖЭТФ, 51, 266, 1966.