Доклады Академии наук СССР
1973. Том 211, № 4

ФИЗИКА

В. В. ВЛАДИМИРОВ, А. И. ЩЕДРИН

ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В МОНОПОЛЯРНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

(Представлено академиком Б. Б. Кадомцевым 2 I 1973)

Хорошо известно, что в электронно-дырочной плазме при протекании тока вдоль внешнего магнитного поля может развиваться так называемая токово-конвективная (этот термин предложен в работе ([1])) или винтовая неустойчивость ([2, 3]), если напряженности электрического и магнитного полей достаточно велики.

В настоящем сообщении мы хотели бы обратить внимание на возможность изучения этой неустойчивости в монополярных полупроводниках. Такая возможность возникает, если электроны (или дырки) состоят из нескольких групп с разной подвижностью. На примере кремния показано, что в условиях, когда время междудолинного переброса достаточно велико (низкие температуры), возбуждение винтовой неустойчивости происходит при сравнительно умеренных значениях электрического и магнитного полей на довольно высоких частотах.

Нами рассмотрен наиболее простой случай, когда электронный газ состоит из двух ансамблей. Первый ансамбль характеризуется подвижностями $\mu_\parallel$ и $\mu_\perp$ вдоль и поперек электрического поля, а второй соответственно $\mu_\perp$ и $\mu_\parallel$. Полупроводником, который описывается этой моделью, может быть деформированный кремний. При достаточном растяжении кристалла вдоль оси ⟨100⟩ все электроны в этом образце могут быть переселены в четыре долины, расположенные попарно на осях ⟨010⟩ и ⟨001⟩. Этот случай полностью эквивалентен двухдолинной модели.

Расчеты проведены для цилиндрической геометрии образца. Электрическое (E) и магнитное (H) поля направлены вдоль оси z. Рассматриваются потенциальные $\mathbf{E}' = -\nabla\varphi'$, квазинейтральные $n_{\text{I}}' = -n_{\text{II}}' = n'$ возмущения вида

$$A' = A_1(r)\exp(i\omega t - im\varphi - ikz);$$

знак штрих относится к возмущенным величинам, римская цифра указывает принадлежность к долине. Предполагается, что $(\mu_{i=\perp,\parallel}H/c)^2 \ll 1$.

В стационарном состоянии электроны однородно распределены по сечению образца и в дальнейшем исследуется устойчивость поверхностной винтовой волны ([4]).

С помощью уравнений движения и непрерывности для электронов каждой долины можно вывести уравнения для возмущенных плотности n_1 и потенциала φ_1:

$$\begin{gathered}(n+1)\hat{L}\tilde{\varphi}_1 - \tilde{k}^2\tilde{\varphi}_1 + \alpha_-\tilde{n}_1 = 0,\\ (n-1)\hat{L}\tilde{\varphi}_1 - \tilde{k}^2\tilde{\varphi}_1 - 2\hat{L}\tilde{n}_1 + \alpha_+\tilde{n}_1 = 0,\end{gathered} \tag{1}$$

где оператор $\hat{L} = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{x}\frac{d}{dx} - \frac{m^2}{x^2}$, $x = \frac{r}{R}$, R — радиус образца, $\tilde{\varphi}_1 = \frac{\mu_\perp}{D_\perp}\varphi_1$, $\tilde{n}_1 = n_1 / n_{\text{II}}^0$, $n = n_{\text{I}}^0 / n_{\text{II}}^0$, D_i — коэффициенты диффузии, n_i^0 — стационарная плотность электронов в каждой из долин, $\tilde{k}^2 = (\mu n + 1/\mu)k^2R^2$, $\mu = \mu_\parallel / \mu_\perp$.

Выражения для коэффициентов $\alpha_\pm$:

$$\alpha_\pm = \frac{R^2}{\mu D_\perp}\left[(\mu \pm 1)\left(i\omega + \frac{1}{\tau}\right) + (\mu^2 \pm 1)(ik\mu_\perp E + D_\perp k^2)\right],$$

где $\tau = \tau_{12}\tau_{21} / (\tau_{12} + \tau_{21})$, а τ_{12}, τ_{21} — соответствующие времена междудолинного переброса.

Граничные условия для небольшой скорости поверхностной рекомбинации соответствуют равенству нулю радиальных потоков электронов на поверхности образца.

Эти условия можно привести к виду

$$\begin{gathered}(n+1)\frac{d\tilde{\varphi}_1}{dx} + im\frac{\mu_\perp H}{c}\left[(n+\mu)\tilde{\varphi}_1 + (\mu-1)\tilde{n}_1\right]\Big|_{x=1} = 0,\\ (1+n\mu)\frac{d\tilde{\varphi}_1}{dx} + im\frac{\mu_\perp H}{c}\mu(n+1)\tilde{\varphi}_1 - (\mu-1)\frac{d\tilde{n}_1}{dx}\Big|_{x=1} = 0.\end{gathered} \tag{2}$$

Решения уравнений (1) имеют вид

$$\tilde{\varphi}_1 = C_1 I_m(y_1 x) + C_2 I_m(y_2 x),$$

$$\tilde{n}_1 = \alpha_-^{-1}\{C_1 I_m(y_1 x)\cdot[\tilde{k}^2 - (n+1)y_1^2] + C_2 I_m(y_2 x)[\tilde{k}^2 - (n+1)y_2^2]\},$$

где

$$\begin{gathered}y_{1,2}^2 = \frac{(n+1)\alpha_+ - (n-1)\alpha_- + 2\tilde{k}^2}{4(n+1)} \pm \frac{1}{4(n+1)}\times\\ \times\left\{[(n+1)\alpha_+ - (n-1)\alpha_- + 2\tilde{k}^2]^2 - \frac{8(n+1)\tilde{k}^2}{\mu n + 1/\mu}\times\right.\\ \left.\times\left[\left(\frac{1}{\mu} + \mu n\right)\alpha_+ - \left(\mu n - \frac{1}{\mu}\right)\alpha_-\right]\right\}^{1/2},\end{gathered} \tag{3}$$

$I_m(y_i x)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента первого рода, $C_{1,2}$ — константы интегрирования.

Анализ этого соотношения мы провели для винтовой моды $|m| = 1$, воспользовавшись разложением функций Бесселя по малому аргументу. Мы ограничились учетом первых двух членов разложения, поскольку учет следующих не влияет на пороговые характеристики винтовой неустойчивости, если время междудолинного переброса достаточно велико:

$$\frac{R^2}{L_D^2} = \frac{R^2}{\tau D_\perp}\frac{(n+\mu)}{(n+1)(\mu^2+1)} \lesssim 1, \tag{4}$$

где L_D — длина междудолинного рассеяния. Если $L_D \ll R$, то, как показывает анализ, винтовую неустойчивость нельзя возбудить в монополярном полупроводнике, поскольку в этом случае теряется различие электронных ансамблей.

Ниже мы приведем основные результаты работы.

Критерий неустойчивости имеет вид

$$H > 3\cdot\frac{D_\perp c(n+\mu)(n+1)}{k_п R^2\mu_\perp^2 Emn(\mu-1)^2}\left[\frac{8}{3} + \frac{R^2}{\tau D_\perp}\frac{(n+\mu)}{\mu(n+1)}\right] = H_п, \tag{5}$$

значение волнового вектора, при котором порог возбуждения минимальный:

$$k_п^2 = \frac{\mu}{R^2(\mu^2+1)}\left[\frac{8}{3} + \frac{R^2(n+\mu)}{\tau D_\perp(n+1)\mu}\right], \tag{6}$$

частота колебаний вблизи порога:

$$\omega_п = (\mathrm{Re}\,\omega)_п = -k_п\mu_\perp E\frac{n+\mu^2}{n+\mu}. \tag{7}$$

Если $k > 0$, то частота положительно определена при $E < 0$. Поэтому, согласно (5), если E и H параллельны, то возбуждаются левовинтовые волны, а в обратном случае правовинтовые. Если $\mu = 1$ или $n = 0, \infty$, то неустойчивость исчезает, поскольку эти случаи соответствуют предельному переходу к одному ансамблю частиц.

Рассмотрим вопрос об усилении винтовых волн. Для волны с заданной частотой

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} k &= \frac{8}{3} \frac{\mu (n+1) D_\perp}{(n+\mu^2)\mu_\perp E R^2} \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\text{п}} \right)^2 - 2 \frac{\omega}{\omega_\text{п}} \frac{H}{H_\text{п}} \right], \\ \operatorname{Re} k &= - \frac{\omega}{\mu_\perp E} \frac{n+\mu}{n+\mu^2}, \end{aligned} \tag{8}$$

где $\omega_\text{п}$, $H_\text{п}$ определяются выражениями (5), (7).

Критерий усиления имеет вид

$$2 \frac{H}{H_\text{п}} > \frac{\omega}{\omega_\text{п}} + \frac{\omega_\text{п}}{\omega}. \tag{9}$$

Максимальное усиление достигается при $\omega = \omega_\text{п} H / H_\text{п}$.

Приведем численные оценки для кремния. При температуре $\sim 30°$ K время междудолинного рассеяния (обусловленное взаимодействием с фононами) $\tau \gtrsim 10^{-7}$ сек. ([5]). Подвижности электронов $\mu_\parallel = 7{,}5 \cdot 10^7$ ед. CGSE, $\mu = 5$. Если $E = 10$ в/см, $n = 1$, $R = 10^{-2}$ см, $\tau = 10^{-7}$ сек., то согласно (5), (7) $H_\text{п} \approx 200$ э, $\omega_\text{п} \approx 10^8$ *сек*$^{-1}$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность О. Г. Сарбею за внимание к работе.

Институт физики
Академии наук УССР
Киев

Поступило
12 XII 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] B. B. Kadomtsev, A. V. Nedospasov, J. Nucl. En. Part. C., 1, 230 (1960). [2] Ю. Л. Иванов, С. М. Рывкин, ЖТФ, 28, 774 (1958); M. Glicksman, Phys. Rev., 124, 1655 (1961). [3] M. Glicksman, Solid State Physics, 26, 275 (1971). [4] C. E. Hurwitz, A. L. McWhorter, Phys. Rev., 134A, 1033 (1964). [5] О. Г. Сарбей, Докт. диссертация, 1971.