$=0.20$ мА: $1.86 \cdot 10^3$ В/А·Т, что существенно превосходит данные для лучших ДХ (например, типа ХАГ-П) и характеристики магнитодиодов [5, 6].

Среди других изученных характеристик ДХ с $2D$-электронами интерес представляет результат, показанный на рис. 2. Здесь величина $\gamma (n_s)$ для $T=300$ (*1*) и $T=77$ К (*2*) укладываются на одну зависимость, аппроксимируемую законом $\gamma \sim n_s^{-1}$. Этот результат естественный, так как γ это не что иное, как приведенная к поверхностной постоянная Холла $\gamma = R_H = 1/n_s e$. Совпадение $\gamma (n_s)$ для 77 и 300 К показывает, что температурная зависимость вольтовой чувствительности определяется лишь $n_s (T)$. Действительно, измеренные зависимости $n_s (T)$ в интервале $T=4.2 \div 300$ К обнаруживают линейный участок в интервале $300 \div 60$ К с выходом на насыщение области $T < 30$ К.

Отметим следующее немаловажное обстоятельство. Вышеприведенные результаты были получены на тестовых образцах различной формы: квадрат (или прямоугольник) с контактами на углах, квадрат с фотолитографией одиночного холловского моста геометрии Ван-дер-Пау и двойного холловского моста. Контакты к двумерному каналу создавались вжиганием индия искрой в атмосфере водорода или напылением Ge—Au с последующей термокомпрессией.

В заключение отметим, что гетеросистемы с двумерным электронным газом удовлетворяют основным требованиям, предъявляемым материалам для ДХ: высокой подвижности, малой концентрации и термостабильности удельной чувствительности.

Список литературы

[1] Хомерики О. К. Полупроводниковые преобразователи магнитного поля. М., 1986. 136 с.

[2] Вайсс Г. Физика гальваномагнитных полупроводниковых приборов и их применение / Под ред. О. К. Хомерики. М., 1974. 384 с.

[3] Кадушкин В. И., Денисов А. А., Колосова С. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1721—1724.

[4] Кадушкин В. И., Денисов А. А., Сеничкин А. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1702—1704.

[5] Кадушкин В. И., Удалов В. Ф., Розенфельд Ф. З. // Измерительная техника. 1987. № 4. С. 23.

[6] Удалов В. Ф., Кадушкин В. И., Казаков В. В. // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1979. Т. 22. № 1. С. 23—26.

Научно-исследовательский технологический институт
Рязань

Получено 12.08.1990
Принято к печати 12.11.1990

ФТП, том 25, вып. 3, 1991

ЭВОЛЮЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СОЛИТОНА В СВЕРХРЕШЕТКЕ В ПРОЦЕССЕ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ

Крючков С. В.

Минизонный характер энергетического спектра сверхрешетки (СР) приводит к возможности распространения в ней электромагнитных уединенных волн — солитонов [1, 2] и бризеров [3]. Основными процессами, ограничивающими пробег уединенных волн в СР, являются столкновительная диссипация электромагнитной энергии и потери энергии на ионизацию примесных центров. Эволюция параметров солитона с учетом только столкновительной диссипации энергии была исследована в [4, 5]. Качественные выводы для оценки времени пробега солитона при учете процессов ионизации примесей были сделаны в [6, 7].

В последнее время [8] появились сообщения о возможности сильного изменения (повышения) частоты ионизирующего лазерного импульса в газе.

В этой связи представляется актуальным исследовать влияние процессов ионизации на эволюцию параметров солитона в СР.

Электромагнитные волны в СР описываются следующим уравнением [5]:

$$k_0 \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} = 4\pi c j_x. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{A}$ — векторный потенциал, k_0 — диэлектрическая проницаемость, $0X$ — ось СР.

Плотность электрического тока имеет вид

$$j_x = e \sum_p f(\mathbf{p},\ t) v_x. \qquad (2)$$

Функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$ удовлетворяет уравнению Больцмана, столкновительный член которого мы запишем в τ-приближении (аргументы в пользу такого выбора столкновительного члена приведены в [5]). Учтем также член генерации $G(\mathbf{p}, t)$, соответствующий процессам ионизации, и рекомбинацию неравновесных носителей (соответствующее характерное время τ_p). Таким образом, имеем

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE \frac{\partial t}{\partial p_x} = -\frac{f - f_0}{\tau} + G(\mathbf{p},\ t) - \frac{f}{\tau_p}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля солитона.

В (3) опущены члены с пространственной производной от f и магнитным полем, так как ширина солитона L значительно больше длины свободного пробега электрона, а скорость электрона значительно меньше скорости света.

Решение уравнения (3), удовлетворяющее начальному условию $f(\mathbf{p},\ t_0) = f_0(\mathbf{p})$ [$f_0(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения; в дальнейшем электронный газ считаем невырожденным], имеет вид

$$f(\mathbf{p},\ t) = f_0\left\{\mathbf{p} + \frac{e}{c}[\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t_0)]\right\} \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_0}\right) +$$

$$+ \int_{t_0}^{t} dt_1 \exp\left(-\frac{t - t_1}{\tau_0} G_1\right)\left\{\mathbf{p} + \frac{e}{c}[\mathbf{A}(t) - A(t_1)], t_1\right\}. \qquad (4)$$

Здесь обозначено $\tau_0^{-1} = \tau^{-1} + \tau_p^{-1}$,

$$G_1(\mathbf{p},\ t) = \frac{f_0}{\tau} + G(\mathbf{p},\ t).$$

Подставляя (4) в (2), найдем плотность тока

$$j_x = j_x^{(1)} + j_x^{(2)}, \qquad (5)$$

где $j_x^{(1)}$ — плотность тока в отсутствие процессов ионизации [5],

$$j_x^2 = \frac{1}{4\pi e\tau d} \int_{-\infty}^{t} dt_1 \omega_1^2(t_1) \exp\left(-\frac{t - t_1}{\tau_0}\right) \sin[\varphi(t_1) - \varphi(t)], \qquad (6)$$

d — постоянная СР, $t_0 = -\infty$, $\varphi = \frac{ed}{c} A_x$, $\hbar = 1$, 2Δ — ширина минизоны,

$$\omega_1^2(t) = 4\pi (ed)^2 \tau\Delta \sum_p G(\mathbf{p},\ t) \cos(p_x d). \qquad (7)$$

В дальнейшем будем считать, что скорость солитона $u \ll LV$, где V — глубина залегания примеси. В этом случае процесс ионизации описывается квазиклассически [7] [при этом в сумме (7) под знаком косинуса можно положить $p_x = 0$]. Таким образом,

$$\sum_{\mathbf{p}} G(\mathbf{p},\ t) \cos(p_x d) \simeq \sum_{\mathbf{p}} G(\mathbf{p},\ t) = \frac{dN}{dt}, \qquad (8)$$

где dN/dt — скорость роста электронной концентрации. Если, кроме того, время туннелирования гораздо меньше времени действия солитона на электрон (последнее имеет место при $V \ll \Delta$ [7]), то [7, 8]

$$\frac{dN}{dt} = \rho N_0 \exp\left(-\frac{E^*}{E_0}\operatorname{ch}\psi\right), \tag{9}$$

где N_0 — концентрация примесей, $\rho = \frac{eE_0 d}{2}\left(\frac{2E^*}{\pi E_0}\right)^{1/2}$, E_0 — амплитуда поля солитона,

$$E^* = \frac{8V^{3/2}}{3ed\,(2\Delta)^{1/2}},$$

ψ в отсутствие затухания имеет вид $\psi = \frac{z-ut}{L}$, $L = \frac{c}{k_0^{1/2}\omega_0}\sqrt{1-k_0\left(\frac{u}{c}\right)^2}$.

Отметим, что по самому смыслу квазиклассического приближения показатель экспоненты в (9) должен быть больше единицы. Это обеспечивается условием $E^* > E_0$.

Подставляя (6)—(9) в (1), получим

$$k_0\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - c^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + \omega_0^2 \sin\varphi = \omega_0^2 \hat{R}\{\varphi\}, \tag{10}$$

где ω_0 — плазменная частота электронов в СР [5], $\hat{R}\{\varphi\} = \hat{R}_1\{\varphi\} + \hat{R}_2\{\varphi\}$, $\hat{R}_1\{\varphi\}$ — нелинейный функционал, описывающий влияние столкновений [5], $\hat{R}_2\{\varphi\}$ описывает влияние процессов ионизации и при $L \ll u\tau_0$, $E^* \gg E_0$ имеет простой вид

$$\hat{R}_2\{\varphi\} = \gamma(t)\sin\varphi. \tag{11}$$

Здесь

$$\gamma(t) = \frac{I_0\left(\frac{\Delta}{kT}\right)}{I_1\left(\frac{\Delta}{kT}\right)}\frac{N(t)}{n_0},$$

n_0 — концентрация электронов в минизоне. В дальнейшем будем считать $\gamma \ll 1$ и сосредоточим внимание на процессах ионизации, считая формально столкновительную диссипацию малой ($\hat{R}_1 \ll \hat{R}_2$).

Отметим, что вклад функционалов $\hat{R}_1$ и $\hat{R}_2$ одного порядка. Одновременный учет $\hat{R}_1$ и $\hat{R}_2$ не представляет принципиальных трудностей. Однако ради простоты выкладок мы оставим в (10) только $\hat{R}_2$. Следуя [9], будем искать решение уравнения (10) в виде

$$\varphi = 4\operatorname{arctg}\{\exp[\pm\psi(z,\ t)]\},$$

$$\psi = \frac{z - z_0(t) - \int_0^t u(t')\,dt'}{L(t)}, \tag{12}$$

где зависимость L от t определяется зависимостью $u(t)$. Функции $z_0(t)$ и $u(t)$ медленно меняются с течением времени (скорости их изменения пропорциональны γ). Выполняя преобразования согласно солитонной теории возмущений [9], получим законы изменения скорости

$$u^2(t) = u^2(0)\frac{t_2^* - t}{t_2^* - u^2(0)\,k_0^{-1}c^{-2}t} \tag{13}$$

и амплитуды электрического поля солитона

$$E_0(t) = E_0(0)(1 - t/t_2^*)^{1/2}. \tag{14}$$

Здесь

$$t_2^* = \frac{eE_0(0)\,d}{8\pi\Delta}\,\frac{\exp\left(\frac{E^*}{E_0(0)}\right)}{N_0\,(ed)^2}$$

— время, по прошествии которого электрическое поле скелетного решения обратится в нуль.

Отметим, что учет функционала $\hat{R}_1$ приводит к формулам (13) и (14), в которых необходимо сделать замену $t_2^* \to t^*$, где $(t^*)^{-1}=(t_1^*)^{-1}+(t_2^*)^{-1}$. Время t_1^* определяет затухание солитона за счет столкновений [4, 5]. Более детальный анализ процесса затухания солитона в СР показывает, что величину t_2^* следует трактовать как время, по прошествии которого электромагнитная волна в СР из существенно нелинейной трансформируется в слабо нелинейную.

Сделаем численные оценки. При $d \simeq 10^{-6}$ см, $E_0(0)=10^3$ В/см, $\Delta=10^{-1}$ эВ, $N_0=10^{15}$ см$^{-3}$, $v=10^{-2}$ эВ находим $t_2^* \simeq 10^{-11}$ с.

Автор выражает благодарность Ф. Г. Бассу и участникам руководимого им семинара в ИРЭ АН УССР за обсуждение работы.

Список литературы

[1] Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3456—3458.
[2] Тетервов А. П. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 7. С. 1182—1185.
[3] Крючков С. В., Сыродоев Г. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 913—915.
[4] Tetervov A. P. // Sol. St. Commun. 1985. V. 54. P. 421—427.
[5] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. 288 с.
[6] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1982. Т. 25. В. 1. С. 3—5.
[7] Крючков С. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1314—1316.
[8] Гильденбург В. Б., Ким А. В., Сергеев А. М. // Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 51. В. 2. С. 91—93.
[9] Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена и Э. Скотта. М., 1981. 312 с.

Волгоградский государственный педагогический институт им. А. С. Серафимовича

Получено 17.09.1990
Принято к печати 20.11.1990