

Отметим, что энергетическое положение глубоких радиационных акцепторов в КЭФ-500 оказалось зависящим от вида облучения ( $E_c=0.40$  эВ при электронном и  $E_c=0.49$  эВ при  $\gamma$ -облучении). В различных работах [2-5] дивакансии приписывают либо тот, либо другой уровень, и однозначного мнения на этот счет пока нет. Очевидно, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Разработанный нами метод ТЗЕ может успешно применяться для исследования характеристик радиационного дефектообразования в сильнокомпенсированном кремнии. Результаты, полученные этим методом, совпадают с результатами, полученными из холловских измерений на тех же образцах.

2. Скорость введения в *n*-Si глубоких акцепторных уровней  $E_c=0.40$  эВ. приписываемых дивакансии, при импульсном электронном облучении не зависит от концентрации мелкой примеси.

3. Положения энергетических уровней глубоких акцепторов, вводимых в *n*-Si при электронном и  $\gamma$ -облучении, не совпадают, составляя соответственно  $E_c=0.40$  и  $E_c=0.49$  эВ.

Авторы выражают признательность В. В. Емцеву за полезные обсуждения и помощь при выполнении работы.

#### Список литературы

- [1] Берман Л. С., Клингер П. М., Фистуль В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1947—1950
- [2] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 243 с.
- [3] Васильев А. В., Смирнов Л. С., Шаймеев С. С. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 737—739
- [4] Берман Л. С., Витман Р. Ф., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 311—315.
- [5] Yong R. C., Corell J. C. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 4. P. 1455—1467.

Московский институт  
тонкой химической технологии  
им. М. В. Ломоносова

Получено 23.01.1990  
Принято к печати 25.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

## ЗАТУХАНИЕ БРИЗЕРА В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

Мини-зонный характер энергетического спектра электронов сверхрешетки (СР) приводит к возможности распространения в СР электромагнитных солитонов [1, 2]. Некоторые возможные эффекты проявления солитонов в СР рассмотрены в [3-5]. Сам факт существования солитонов связан с тем обстоятельством, что при определенных условиях уравнение для векторного потенциала  $\mathbf{A}$  в СР, обладающей энергетическим спектром,

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \frac{P_z^2}{2m} + \Delta (1 - \cos \mathbf{p}_x d), \quad (1)$$

сводится к уравнению синус-Годона (СГ).

Известно [6], что уравнение СГ имеет, кроме солитонного, и другой тип решений — бризеры (бионы), которые можно интерпретировать как связанные состояния солитонов и антисолитонов. Энергия, необходимая для возбуждения биона, может во много раз уступать энергии возбуждения солитона (из-за относительно большой энергии связи). Это делает актуальным исследование возможности распространения и затухания бризеров в СР.

В данной работе мы рассмотрим увлечение электронов полем бризера, а также вычислим диссипативную составляющую тока и определяемую ею длину пробега биона.

Пусть характерная длина, на которой происходит изменение электромагнитного поля, велика по сравнению с де-бройлевской длиной волны электрона и периодом СВ, а характерное время изменения поля мало по сравнению с временем свободного пробега электрона. В этом случае при определении формы бризера можно пренебречь столкновениями электрона с решеткой и записать для  $F=e/cA_x d$  уравнение [2]

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} - V^2 \nabla^2 F + \omega_0^2 \sin F = 0, \quad (2)$$

где

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 m \Delta d^2 \frac{I_1(\Delta/kT)}{I_0(\Delta/kT)},$$

$\omega_p$  — ленгмюровская частота,  $V$  — скорость электромагнитной волны в отсутствие электронов,  $I_n(x)$  — модифицированная функция Бесселя.

Уравнение (2) имеет (кроме рассмотренного в [1, 2]) решение в виде бризера [6]

$$F = 4 \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\alpha \sin \left[ \bar{\omega} \left( t - \frac{vz}{V^2} \right) \right]}{\operatorname{ch} \left[ \bar{\omega}_1 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right]} \right\}, \quad (3)$$

где

$$\alpha = \omega_1/\omega, \quad \omega_1 = (\omega_0^2 - \omega^2)^{1/2}, \quad \beta = v/V, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \bar{\omega} = \gamma\omega, \quad \bar{\omega}_1 = \gamma\beta\omega_1.$$

Энергия покоя бризера  $E_0$  связана с энергией покоя солитона  $E_c$  соотношением

$$E_0 = 2E_c \frac{\omega_1}{\omega_0}. \quad (4)$$

Выражение (3) описывает осциллирующее связанное состояние из солитона антисолитона — так называемое «дышащее решение» или дублет. Далее мы рассмотрим случай сильной связи солитон-антисолитонной пары  $\alpha \ll 1$  ( $\omega_1 \ll \omega_0$ ). В этой ситуации

$$F = 4\alpha \frac{\sin \left[ \bar{\omega} \left( t - \frac{vz}{V^2} \right) \right]}{\operatorname{ch} \left[ \bar{\omega}_1 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right]}. \quad (5)$$

В качестве примера использования (5) в экспериментальной ситуации сделаем расчет увлечения электронов бризером; при этом оказывается, что перенос заряда при таком увлечении может быть использован для обнаружения бризеров.

Запишем выражение для плотности тока увлечения [4]

$$j_z(z, t) = \frac{en\Delta d}{mc} \int_{-\infty}^t H(z, t_1) \sin \left( ed \int_{-\infty}^{t_1} E(z, t_2) dt_2 \right) dt_1. \quad (6)$$

Для  $\mathbf{E} = \{E, 0, 0\}$  и  $\mathbf{H} = \{0, H, 0\}$  имеют вид

$$E = -\frac{1}{ed} \frac{\partial F}{\partial t}, \quad H = \frac{vc}{V^2} E.$$

Подставляя (5) в (6) и используя условие  $\alpha \ll 1$ , получим

$$j_z(z, t) = \frac{env\Delta}{2mc^2} F^2(z, t). \quad (7)$$

Количество заряда, переносимое через единицу площади поперечного сечения образца при прохождении одного бризера, дается соотношением

$$q = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} j_z dz \quad (8)$$

и равно

$$q = \frac{en\Delta}{2mc^2} \int_{-\infty}^{\infty} F^2 dz = \frac{8en\Delta V \omega_1}{mc^2 \gamma \omega^2}. \quad (9)$$

Вводя подобно [4] коэффициент увлечения электронов

$$K = q\tilde{\omega}_1/env,$$

получаем

$$K = 8\alpha^2 \Delta / mc^2. \quad (10)$$

Численная оценка  $K$  при  $\alpha \sim 0.1$ ,  $\Delta \sim 10^{-2}$  эВ,  $m \sim 10^{28}$  г дает  $K \sim 10^{-8}$ . При концентрации  $n \sim 10^{17}$  см $^{-3}$  из (9) получаем  $q \sim 10^{-12}$  Кл/см $^2$ , что представляется вполне возможным для обнаружения. Отличить на опыте эффект увлечения электронов бризером от эффекта увлечения солитоном можно по влиянию постоянного магнитного поля, перпендикулярного оси СР. Последнее приводит к усилению и обращению солитоноток электрического тока [7] и не влияет на бризероток. Это связано с тем обстоятельством, что поле солитона сохраняет знак, и наложение внешнего магнитного поля приводит к появлению дополнительного знакопостоянного холловского тока.

Для учета столкновительной диссипации энергии при условии  $\tilde{\omega}_1 \tau \gg 1$  найденное выше поле бризера (5) необходимо подставить в уравнение Больцмана, учитывающее столкновения (в  $\tau$ -приближении),

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE(z, t) \frac{\partial f}{\partial p_x} = -\frac{f - f_1}{\tau}. \quad (11)$$

В (11) опущен член с  $\partial f / \partial z$ , так как при типичных значениях параметров длина свободного пробега электрона мала по сравнению с шириной бризера  $v/\tilde{\omega}_1$ .

Для определения времени пробега биона найдем скорость изменения волнового импульса бризера, отнесенную к единице площади,

$$Q = \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} [\mathbf{j}, \mathbf{H}]_z dz = \frac{v}{V^2} \int_{-\infty}^{\infty} j_x E dz. \quad (12)$$

Выполняя в (12) интегрирование по частям, получим

$$Q = \frac{v}{edV^2} \int_{-\infty}^{\infty} F \frac{\partial j_x}{\partial t} dz. \quad (13)$$

Используя решение уравнения (11) [8], находим

$$\frac{\partial j_x}{\partial t} = \frac{\sigma_0}{e\tau^2 d} \left( F - \tau \frac{\partial F}{\partial t} \right), \quad (14)$$

где  $\sigma_0 = (ed)^2 n\tau\Delta [I_1(\Delta/kT)/I_0(\Delta/kT)]$  — омическая проводимость вдоль оси СР. Таким образом,

$$Q = \frac{\sigma_0 v}{(ed\tau V)^2} \int_{-\infty}^{\infty} F^2 dz. \quad (15)$$

Импульс биона (в расчете на единицу площади) равен

$$G = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\mathbf{E}, \mathbf{H}]_z dz = \frac{\epsilon v \tilde{\omega}_1^2}{4\pi (eVd)^2} \int_{-\infty}^{\infty} F^2 dz, \quad (16)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Из (15) и (16) можно найти время пробега брызера

$$\tau_0 = \frac{G}{Q} = \frac{\varepsilon (\tilde{\omega}\tau)^2}{4\pi (ed)^2 n\tau\Delta} \frac{I_{\infty}(\Delta/kT)}{I_1(\Delta/kT)} \quad (17)$$

длину пробега  $l_0 = v\tau_0$ .

При  $\varepsilon \sim 10$ ,  $\tau \sim 10^{-11}$  с,  $n \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\Delta \sim 10^{-2}$  эВ,  $\tilde{\omega} \sim 10^{13}$  с<sup>-1</sup>,  $\tilde{\omega}_1 \sim 10^{12}$  с<sup>-1</sup> находим  $\tau_0 \sim 10^{-10}$  с,  $l_0 \sim 1$  см.

#### 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] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1982. Т. 25. В. 1. С. 3—5.
- [4] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2422—2424.
- [5] Крючков С. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1314—1316.
- [6] Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М., 1988. 694 с.
- [7] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 12. С. 2231—2233.
- [8] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1981. Т. 24. В. 10. С. 1293—1294.

Волгоградский

Государственный педагогический институт  
им. А. С. Серафимовича

Получено 27.11.1989

Принято к печати 29.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

## ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ И ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В *n*-InP

Козловский В. В., Кольченко Т. И., Ломако В. М., Мороз С. Е.

Согласно сложившемуся в литературе мнению [1—3], большая часть глубоких центров в облученном частицами высоких энергий *n*-InP образуется в результате вторичных процессов, т. е. при взаимодействии мигрирующих в объеме кристалла первичных радиационных дефектов (вакансий и междоузельных атомов) между собой и с примесями. В этом случае можно ожидать, что изменение интенсивности облучения приведет к изменению квазистационарной концентрации некоторых первичных радиационных дефектов (РД) и (или) их зарядовых состояний, что в конечном счете скажется на эффективности образования вторичных дефектов. Изменения в характере протекания вторичных процессов, обусловленные различной скоростью генерации первичных РД, могут происходить также при увеличении энергии бомбардирующих частиц и их массы.

В настоящей работе с помощью метода емкостной спектроскопии (DLTS) исследовалось влияние облучения различными частицами, а также интенсивности облучения электронами на скорость введения глубоких центров в *n*-InP.

Использовались структуры с барьером Шоттки на основе эпитаксиального *n*-InP с концентрацией электронов  $n_0 = 4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Образцы облучались  $\gamma$ -квантами <sup>60</sup>Со, электронами с энергией 900 кэВ и 3.8 МэВ,  $\alpha$ -частицами с энергией 4.5 МэВ при комнатной температуре. Для исследования влияния интенсивности облучения на дефектообразование использовалось импульсное облучение электронами с энергией 900 кэВ (дозы облучения  $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{15} - 3.6 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup>). Частота следования импульсов составляла 450 Гц, длительность импульсов — 370 мкс. Усредненная по времени плотность потока электронов изменялась в пределах  $6 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. В результате облучения *n*-InP наблюдалось образование характерных глубоких уровней E1—E6 [3, 4]. Сле-