

- [1] Шапиро С. М., Рейдингер Ф. В кн.: Физика суперпроводников / Под ред. М. Б. Саламона. Рига: Зинатне, 1982. 315 с.
- [2] Kosacki I., Hibner K., Litvinchuk A. P., Valakh M. Ya. Sol. St. Commun., 1986, vol. 57, N 8, p. 729—733.
- [3] Andersen N. H., Clausen K., Kjems J. K. Sol. St. Ionics, 1983, vol. 9/10, N 3, p. 543—548.
- [4] Manasreh M. O., Pederson D. O. Phys. Rev., 1985, vol. B31, N 12, p. 8153—8156.
- [5] Kosacki I., Dynowska E. J. Crystal Growth, 1980, vol. 50, N 3, p. 575—577.
- [6] Wiedersich H., Jonston W. V. J. Phys. Chem. Sci., 1969, vol. 30, N 4, p. 475—482.
- [7] Samara G. A. J. Phys. Chem. Sol., 1979, vol. 40, N 7, p. 509—522.
- [8] Süptitz P., Briuk E., Becker D. Phys. St. Sol. (b), 1972, vol. 54, N 2, p. 713—716.
- [9] Валах М. Я., Косацкий И., Литвинчук А. П., Тарасов Г. Г. ФТТ, 1985, т. 27, № 12, с. 3667—3671.

Институт полупроводников АН УССР
Киев
Институт физики Польской АН
Варшава

Поступило в Редакцию
1 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
15 марта 1988 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

ОСОБЕННОСТИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. Н. Рудько

Успехи современной технологии в изготовлении многослойных структур и полупроводниковых сверхрешеток породили настоящую лавину экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению новых свойств, присущих таким системам [1]. Исследования охватили практически весь интервал энергий, характерных для физики твердого тела [2, 3]. По-видимому, интересных свойств можно ожидать и от неупорядоченных систем, если каким-либо образом создать в них периодическую модуляцию плотности состояний в окрестности уровня Ферми. В настоящей работе мы рассматриваем структуру, в которой периодически чередуются слои с сильно отличающимися значениями плотности состояний на уровне Ферми, так что в слоях толщиной d плотность состояний на уровне Ферми намного превышает аналогичную величину в слоях толщиной l . Первые слои будем называть проводящими, вторые — изолирующими. В качестве такой системы можно представить себе легированный и компенсированный полупроводник с различной степенью легирования или компенсации в чередующихся слоях или специальным образом изготовленный аморфный полупроводник [4].

Как известно, в режиме прыжков переменной длины проводимость тонкой пленки описывается законом Мотта [5]

$$\sigma \sim \exp \{ -(\bar{T}_0/T)^{1/2} \}, \quad (1)$$

где $\bar{T}_0 = \tilde{\beta} \alpha^2 / \tilde{g}(\mu) k$, $\tilde{\beta} \approx 14$, α^{-1} — эффективный борковский радиус локализованных состояний. Двумерная плотность состояний на уровне Ферми $\tilde{g}(\mu)$ связана с трехмерной плотностью состояний $g(\mu)$ очевидным соотношением $\tilde{g}(\mu) = dg(\mu)$, где d — толщина пленки. Рассмотрим трехслойную пленку, состоящую из двух проводящих слоев, разделенных изолирующим слоем толщиной l . Проводимость такой пленки может осуществляться двумя альтернативными путями: или посредством прыжков в проводящих слоях, и тогда удельная проводимость по-прежнему будет описываться выражением (1), или путем частых перескоков между проводя-

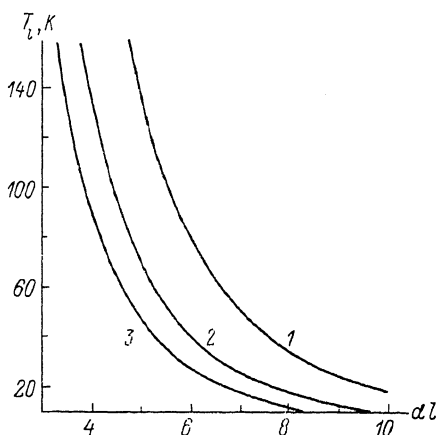
щими слоями. В последнем случае эффективная плотность состояний на уровне Ферми увеличивается вдвое и проводимость будет иметь вид

$$\sigma \sim \exp \left\{ -\xi \alpha l - \left[\frac{\beta \alpha^2}{2 d g (\mu) k T} \right]^{1/3} \right\}, \quad (2)$$

где ξ — неизвестный числовой коэффициент; по-видимому, $\xi \approx 2.5 \div 3$. Приравнявая выражения (1) и (2), можно оценить температуру T_i , при которой произойдет переход к зависимости (2)

$$T_i = \tilde{T}_0 / (5 \xi \alpha l)^3. \quad (3)$$

На рисунке представлена зависимость $T_i(\alpha l)$ для ряда значений толщины проводящих слоев. Используются значения $g(\mu) = 10^{18} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$, $\alpha^{-1} = 1 \text{ нм}$, $\xi = 2.5$, $\beta = 14$, типичные для аморфных германия и углерода [5].



Зависимость температуры T_i , при которой проводимость периодически-неупорядоченной системы начинает контролироваться прыжками между ближайшими проводящими слоями толщиной d , от толщины изолирующих слоев l для ряда значений d : $\alpha d = 5$ (1), 10 (2), 15 (3).

Вернемся к многослойной пленке. При понижении температуры ниже T_i энергетически выгодными могут стать перескоки между более далекими проводящими слоями. Проводимость, контролируемая перескоками через n изолирующих слоев, по аналогии с (3) может быть записана следующим образом:

$$\sigma \sim \exp \left\{ -n \xi \alpha l - \left[\frac{\beta \alpha^2}{(n+1) d g (\mu) k T} \right]^{1/3} \right\}. \quad (4)$$

Показатель экспоненты в выражении (4) имеет экстремум при

$$n = \frac{1}{(3 \xi \alpha l)^{3/4}} \left[\frac{\beta \alpha^2}{d g (\mu) k T} \right]^{1/4} - 1. \quad (5)$$

При понижении температуры значение n возрастает и тем быстрее, чем меньше, очевидно, величина αl . Исходя из (4) и (5), получаем

$$\sigma \sim \exp \left\{ \xi \alpha l - \left[\zeta \alpha^3 l / d g (\mu) k T \right]^{1/4} \right\}, \quad (6)$$

где $\zeta = 9.5 \beta \xi$. Таким образом, при низких температурах удельная проводимость рассматриваемой многослойной структуры благодаря прыжкам переменной длины между проводящими слоями будет изменяться с температурой медленнее ($\ln \sigma \sim T^{-1/4}$), чем проводимость отдельной проводящей пленки.

Другим проявлением слоистости системы является анизотропия прыжковой проводимости. В качестве оценки можно записать $\sigma_{\parallel} / \sigma_{\perp} \approx \exp(\xi \alpha l)$, где σ_{\parallel} , σ_{\perp} — удельные проводимости параллельно и перпендикулярно слоям. При понижении температуры до T_i и ниже благодаря «трехмеризации» проводимости параллельно слоям анизотропия будет уменьшаться.

Аналогичные эффекты должны наблюдаться для низкочастотной проводимости, контролируемой прыжками переменной длины [6-8]. Про-

веденное рассмотрение можно обобщить и на случай наличия кулоновской щели в плотности состояний [5]. В заключение отметим, что полученные результаты могут быть уточнены с помощью машинного моделирования (необходимо вычислить значение ξ).

Л и т е р а т у р а

- [1] Силин А. П. УФН, 1985, т. 147, № 3, с. 485—522.
- [2] Баранов М. В., Буздин А. И., Булагский Л. Н. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 3 (9), с. 1063—1073.
- [3] Рудько В. Н. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 5 (11), с. 1676—1684.
- [4] Андрушин Е. А., Быков А. А. УФН, 1988, т. 154, № 1, с. 123—132.
- [5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [6] Рудько В. Н., Фищук И. И. ФТТ, 1980, т. 22, № 6, с. 1897—1898.
- [7] Fishchuk I. I., Rudko V. N. J. Phys. C, 1980, vol. 13, N 20, p. L493—L497.
- [8] Böttger H., Bryksin V. V. Phys. St. Sol. (b), 1982, vol. 113, N 1, p. 9—49.

Институт ядерных исследований АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
28 марта 1988 г.

УДК 537.533.2+539.1.043+548.4

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ЭКЗОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ КРИСТАЛЛОВ КВАРЦА ПРИ МНОГОФОНОННОЙ ИОНИЗАЦИИ РАДИАЦИОННЫХ E' -ЦЕНТРОВ

А. Ф. Зацепин, В. Г. Мазуренко, В. С. Кортов,
В. А. Калентьев

Эффект термостимулированной экзоэлектронной эмиссии (ТСЭЭ) в силу его многостадийности требует изучения начальных этапов эмиссионного акта, связанных с распадом центров локализации электронов [1]. Заметную роль в механизмах экзоэмиссии играют многофононные процессы [2], одним из проявлений которых может быть ионизация глубоких центров в электрическом поле, протекающая с поглощением определенного числа колебательных квантов.

Для проверки указанного предположения нами проведены экспериментальные исследования и сопоставление с теоретическими расчетами температурных зависимостей энергии электронов ТСЭЭ кристаллов кварца, облученных нейтронами. Исследовались полированные пластины X-среза, облученные потоком быстрых нейтронов (10^{15} — 10^{19} н·см⁻²) с целью создания в решетке дозированной концентрации кислородно-вакансионных дефектов типа E' -центров, наличие которых регистрировалось методом ЭПР. Энергетическое распределение электронов измеряли методом тормозящего поля с применением многоканального амплитудного анализатора, работающего во временном режиме, что позволило в условиях автоматизированного эксперимента регистрировать параметры энергоспектра электронов за время, соответствующее сравнительно узкому (15—20 К) интервалу температур при линейном нагреве образцов со скоростью 0.2 град·с⁻¹. Ошибка в определении энергии электронов не превышала ± 0.05 эВ.

Результаты измерений интенсивности \mathcal{J} эмиссии, средних энергий \bar{E} электронов, эмиттируемых при 650—660 К в области пика ТСЭЭ, соответствующего распаду парамагнитных E' -центров [3], представлены на рис. 1. С увеличением дозы облучения и, следовательно, концентрации E' -центров наблюдается закономерное уменьшение энергии экзоэлектронов. Вместе