

- [2] Chye P. W., Lindon L., Pianetta P., Garner C. M., Su C. Y., Spicer W. E. — Phys. Rev., 1978, v. 18, N 10, p. 5545—5559.
 [3] Osbourn G. C., Smith D. L. — Phys. Rev., 1979, v. 19, N 4, p. 2124—2131.
 [4] Dow M. S., Smith D. L. — Phys. Rev., 1986, v. 20, N 12, p. 5150—5155.
 [5] Веренчикова Р. Г., Санкин В. И., Радованова Е. И. — ФТП, 1983, т. 17, в. 10, с. 1757—1760.
 [6] Лаухе Ю. — Автореф. канд. дис. Л., 1977.
 [7] Моррисон С. Химическая физика поверхности твердого тела. М., 1980. 483 с.
 [8] Мьюрарка Ш. Силициды для СБИС. М., 1986. 174 с.
 [9] Abolfotoh M. O., Tu K. N. — Phys. Rev., 1986, v. 33, N 10, p. 6572—6578.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Получено 25.05.1987
 Принято к печати 22.03.1988

ФТП, том 22, вып. 9, 1988

ИОНИЗАЦИЯ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

Задача об ионизации связанного состояния (отрицательного иона, атома, примесного центра) полем световой волны решалась в ряде работ (см., например, [1, 2] и цитируемую там литературу). Для решения данной задачи в квазиклассическом приближении был разработан метод «мнимого времени» [3, 4], который затем [5] был обобщен на явления квантово-механического туннелирования через произвольный, зависящий от времени квазиклассический потенциалный барьер. Во всех перечисленных работах энергетический спектр вырванного полем электрона считался квадратичным. Вместе с тем в последнее время наметился прогресс в технологии получения полупроводниковых сверхрешеток (СР) [6, 7] — периодических структур с минизонным (неквадратичным) энергетическим спектром. В связи с увеличивающимся вниманием к СР [8] становится актуальной задача нахождения энергетических уровней и вероятностей распада примесных центров в полупроводниках с узкой зоной проводимости. В [9], например, найдены энергетический спектр и волновые функции короткодействующего примесного центра (КПЦ) в узкозонном полупроводнике в сильном постоянном электрическом поле и рассмотрено примесное поглощение света.

В настоящей работе произведен учет влияния конечной ширины зоны проводимости на поверхность ионизации КПЦ сильным переменным электрическим полем; показано также, что в СР вероятность ионизации обладает ярко выраженной анизотропией.

Энергетический спектр СР в одноминизонном приближении будем аппроксимировать зависимостью

$$\varepsilon(p) = \frac{1}{2m_0} (p_y^2 + p_z^2) + \varepsilon_0 (1 - \cos p_x d), \quad (1)$$

где ε_0 — полуширина минизоны, d — постоянная СР, $\hbar=1$. Предполагается, что в начале координат помещен КПЦ с энергией связи $\bar{\varepsilon}$. Пусть к СР приложено переменное электрическое поле

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \cos \Omega t, \quad \mathbf{E} (E_0 \cos \alpha, E_0 \sin \alpha, 0).$$

Будем считать, что выполнены следующие условия:

$$\frac{\Omega}{\bar{\varepsilon}} \ll 1, \quad \frac{\Omega}{2\varepsilon_0} \ll 1, \quad \frac{eE_0 d}{\bar{\varepsilon}} \ll 1, \quad \frac{eE_0 d}{2\varepsilon_0} \ll 1, \quad (2)$$

позволяющие рассматривать процесс ионизации квазиклассически. Вероятность ионизации с экспоненциальной точностью при этом равна

$$w = \exp\{-2 \operatorname{Im} S\}, \quad (3)$$

где S — классическое действие, набираемое частицей при подбарьерном движении. Такое движение, согласно [2], происходит во «мнимом» времени по классической траектории, находимой из уравнения

$$dp/dt = F = eE(t). \quad (4)$$

Частица выходит из-под барьера в момент $t=0$, так что $\operatorname{Im} r(0)=0$ [3-5]. Момент начала туннелирования находится из условия

$$\varepsilon(t_0) = -\bar{\varepsilon}. \quad (5)$$

«Экстремальная» траектория (т. е. траектория, минимизирующая $\operatorname{Im} S$) будет удовлетворять условиям $p_x(0)=p_y(0)=0$, $z(t)=0$. Решая уравнение (4), получим

$$\begin{aligned} x(t) &= \varepsilon_0 d \int_{t_0}^t \sin\left(\frac{eE_0 d \cos \alpha}{\Omega} \sin \Omega t'\right) dt', \\ y(t) &= \frac{eE_0 \sin \alpha}{m\Omega^2} (\cos \Omega t_0 - \cos \Omega t). \end{aligned} \quad (6)$$

При этом $t_0 = i|\tau_0|$, согласно (5), определяется из следующего трансцендентного уравнения:

$$f \operatorname{sh}^2 |\tau_0| + \operatorname{ch}(\beta \operatorname{sh} |\tau_0|) = 1 + \Delta^{-1}, \quad (7)$$

где

$$\tau_0 = \Omega t_0, \quad f = \frac{1}{2m_0} \left(\frac{eE \sin \alpha}{\Omega}\right)^2 \frac{1}{\varepsilon_0},$$

$$\beta = \frac{eE_0 d \cos \alpha}{\Omega}, \quad \Delta = \frac{\varepsilon_0}{\bar{\varepsilon}}.$$

Используя функцию Лагранжа, соответствующую (1),

$$L = \frac{m_0 v_y^2}{2} + \frac{v_x}{d} \operatorname{arcsin} \frac{v_x}{\varepsilon_0 d} - \varepsilon_0 \left\{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v_x}{\varepsilon_0 d}\right)^2}\right\} + eE_0 (x \cos \alpha + y \sin \alpha) - \bar{\varepsilon}, \quad v = \frac{\partial \varepsilon}{\partial p}, \quad (8)$$

найдем действие $S = \int_{t_0}^0 L dt$. Таким образом,

$$\operatorname{Im} S = \operatorname{Im} S_0 + \frac{f}{2} \frac{\Delta}{\xi} \left\{|\tau_0| - \frac{1}{2} \operatorname{sh}(2|\tau_0|)\right\}. \quad (9)$$

Здесь

$$\operatorname{Im} S_0 = \frac{1}{\xi} \left\{(\Delta + 1)|\tau_0| - \Delta \int_0^{|\tau_0|} \operatorname{ch}(\beta \operatorname{sh} \tau) d\tau\right\}, \quad \xi = \frac{\Omega}{\bar{\varepsilon}}.$$

Из (9) при $\Omega \rightarrow 0$ получаем результат для случая ионизации КЩЦ постоянным электрическим полем

$$\operatorname{Im} S = \bar{\varepsilon} \left\{(\Delta + 1)|t_0| - \frac{\Delta}{eEd \cos \alpha} \operatorname{sh}(eEd \cos \alpha |t_0|)\right\} + \frac{1}{6m_0} (eE \sin \alpha)^2 |t_0|^3,$$

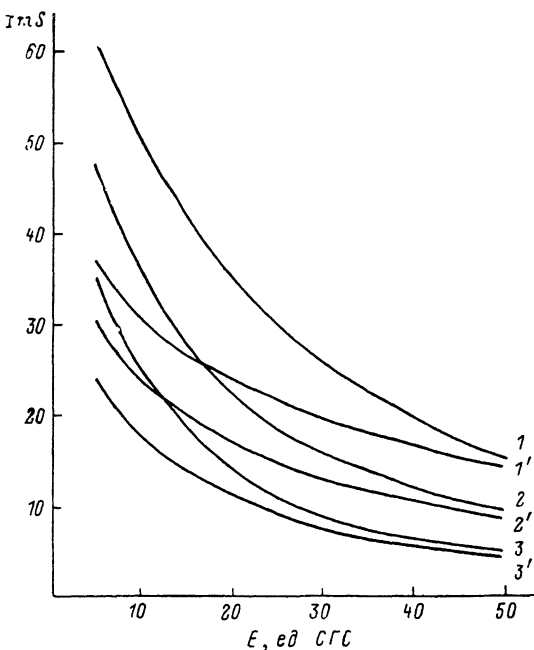
где $|t_0|$ находится из следующего трансцендентного уравнения:

$$|t_0|^2 \frac{1}{2m_0} (eE \sin \alpha)^2 \frac{1}{\varepsilon_0} + \operatorname{ch}(eE_0 d \cos \alpha |t_0|) = 1 + \Delta^{-1}.$$

При $\Delta \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$ результат аналогичен результату работы [1] — ионизации КЩЦ в полупроводнике с квадратичным энергетическим спектром.

На рисунке приведены зависимости $\text{Im}S$ от E для случая, когда электрическое поле направлено под углом α к оси CP . Отчетливо проявляется анизотропия вероятности ионизации. Графики построены для двух значений частоты поля и, как это видно из рисунка, сближаются с ростом амплитуды поля.

В качестве примера применения полученных результатов в экспериментальной ситуации можно отметить следующее обстоятельство. Теоретическое исследование электропроводности полупроводника с узкой зоной проводимости в постоянном электрическом поле [10, 11] и в ВЧ поле [12] приводит к необходимости проявления отрицательной дифференциальной проводимости. В частности, в [10] показано, что при определенных условиях $j \sim E^{-1}$. Однако в данных работах предполагалось, что концентрация носителей в зоне проводимости не зависит от E ($n=n_0$). Вместе с тем экспериментальный результат работы [13] состоит в том, что j росла экспоненциально с ростом E . В [13] данная ситуация объ-



Зависимость $\text{Im}S$ от амплитуды электрического поля E .

ξ: 1—3 — 0.05; 1'—3' — 0.1. α, град: 1, 1' — 90; 2, 2' — 60; 3, 3' — 0.

яснена с позиций эффекта Френкеля—Пула. Другое возможное объяснение состоит в следующем. С учетом ионизации КРЦ можно считать, что $n=n_0 + n_n \exp(-2 \text{Im}S)$, где n_n — концентрация КРЦ. Таким образом, плотность тока должна также расти с ростом E . В соответствии с результатом данной работы рост тока должен носить анизотропный характер. Отличить на опыте существование туннельного механизма увеличения концентрации носителей от эффекта Френкеля—Пула можно по отсутствию зависимости W от температуры.

Л и т е р а т у р а

- [1] Келдыш Л. В. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, в. 5 (11), с. 1945—1957.
- [2] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971. 544 с.
- [3] Переломов А. М., Попов В. С., Терентьев М. В. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, в. 5, с. 1393—1409.
- [4] Переломов А. М., Попов В. С., Терентьев М. В. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, в. 7, с. 309—326.
- [5] Ивлев Б. И., Мельников В. И. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, в. 6, с. 2208—2225.
- [6] Шик А. Я. — ФТП, 1974, т. 8, в. 10, с. 1841—1864.
- [7] Силян А. П. — УФН, 1985, т. 147, в. 3, с. 485—521.
- [8] Луцкий В. Н., Каганов М. И., Шик А. Я. — ЖЭТФ, 1987, т. 92, в. 2, с. 721—729.
- [9] Старобогатов Р. О., Яшин Г. Ю. — ФТТ, 1984, т. 26, в. 6, с. 1660—1662.
- [10] Врухин V. V., Firsov Yu. A. — Sol. St. Commun., 1972, v. 10, p. 471—477.
- [11] Левинсон И. Б., Ясевичуте Я. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, в. 5, с. 1902—1912.
- [12] Басс Ф. Г., Рубинштейн Е. А. — ФТТ, 1977, т. 19, в. 5, с. 1379—1388.
- [13] Maekawa S. — Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, N 21, p. 1175—1177.

Волгоградский педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получено 27.10.1987
Принято к печати 25.03.1988