

Таблица 2

Значения асимметрий A_P , B_P , C_{LR}

Модель	A_P		B_P		C_{LR}	
	$x=0.9$	$x=0.7$	$x=0.9$	$x=0.7$	$x=0.9$	$x=0.7$
SU(2) \times U(1)	-0.045	-0.030	0.100	0.115	0.090	0.088
SU(3) \times U(1)	0.200	0.225	0.125	0.136	-0.070	-0.070
SU(2) _L \times SU(2) _R \times U(1)	0.560	0.720	0.300	0.536	-0.370	-0.280
SU(2) _L \times SU(2) _R \times U(1) _L \times U(1) _R	0.002	0.000	-0.300	-0.620	-0.370	-0.250

Проведенное исследование обнаружило значительную чувствительность поляризационных асимметрий к выбору калибровочной модели.

Литература

1. Кухто(Шишкина) Т. В., Шумейко Н. М. // ЯФ. 1984. Т. 40. № 5(11). С. 1235–1242.

ПРЫЖКОВАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В МОДЕЛИ ВЗАИМНО БЛИЖАЙШИХ ПО РАССТОЯНИЮ ДОНОРОВ

А. А. Мельников, Е. В. Лебедок

Обычным подходом к описанию прыжковой проводимости в кристаллических полупроводниках является рассмотрение прыжков электронов (дырок) между ближайшими по расстоянию донорами (акцепторами). В данной работе существенным является использование понятия взаимно ближайших по расстоянию соседей (в частности – доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1)), рассмотренного в работе [1]. Расчет расстояния между взаимно ближайшими по расстоянию донорами и концентрации их пар дает возможность получения прыжковой электропроводности в случае, когда степень компенсации основной легирующей примеси в полупроводнике имеет значение 0,5, т. е. когда примерно равны концентрации доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1).

Рассмотрим однородный кристаллический полупроводник n-типа с равномерно распределенными по объему водородоподобными донорами. Выделим в произвольном участке однородного образца плоскость, перпендикулярную внешнему переменному (во времени), но неизменному по направлению электрическому полю. Так как одиночный прыжок электрона может происходить только между двумя ближайшими донорами, то необходимо определить концентрацию ближайших пар доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1), которые были бы расположены по разные стороны от выделенной плоскости.

В отличие от известных моделей [2–5] предположим, что каждый прыжок электрона происходит не просто между двумя ближайшими донорами в состояниях (0) и (+1), а лишь между донором в состоянии (0) и ближайшим к нему ионизованным донором, для которого этот нейтральный донор также является ближайшим [6–8]. Такую пару будем называть взаимно ближайшими соседями в зарядовых состояниях (0) и (+1) [1]. Именно прыжки внутри таких пар доноров вносят основной вклад в перенос зарядов на переменном токе.

В работах [6–8] была найдена концентрация взаимно ближайших пар, состоящих из частиц одинакового типа, скажем доноров в зарядовом состоянии (0). Обобщая результаты [6–8] на случай различных частиц, находим концентрацию пар взаимно ближайших соседей N_h , находящихся в состояниях (0) и (+1), в предположении, что доноры в кристалле распределены хаотично (случайно). При этом используем вероятность события, что два наудачу выбранных донора в зарядовых состояниях (0) и (+1) являются взаимно ближайшими соседями, а расположение доноров в объеме дается распределением Пуассона [9]. Расчет по этой схеме дает

$$N_h(0,+1) = N_0 N_{+1} / N, \quad (1)$$

где $N = N_0 + N_{+1}$ – средняя концентрация доноров в кристалле.

Вследствие тепловых флуктуаций (поглощение или испускание фононов) и переходов электронов между локализованными состояниями доноров их энергетические уровни изменяются во времени. Будем предполагать, что прыжок электрона между двумя донорами в зарядовых состояниях (0) и (+1) может произойти лишь при обеспечиваемом испусканием или поглощением фонона «случайном совпадении уровней» этих доноров [10]. Считаем это условие не только необходимым, но и достаточным.

Число переходов электрона между донорами за один случай совпадения уровней $E_{d1} = \overline{E}_d + \nu_1 kT$ и $E_{d2} = \overline{E}_d + \nu_2 kT$, где \overline{E}_d – центр донорной зоны, kT – тепловая энергия, равно целой части отношения продолжительности $t_i(\nu)$ одного акта совпадения уровней ($\nu_1 = \nu_2 = \nu$) ко времени акта туннелирования $\tau(\nu)$. Положим, что за промежуток времени t суммарная продолжительность всех случаев совпадения уровней есть $t_c(\nu) = \sum_i t_i(\nu)$. Пусть вероятность того, что при совпадении уровней двух ближайших доноров произойдет ровно j переходов электрона между ними, дается распределением Пуассона

$$P\{j\} = \frac{(t_c(\nu)/\tau(\nu))^j}{j!} \exp\left(-\frac{t_c(\nu)}{\tau(\nu)}\right), \quad (2)$$

где $t_c(\nu)/\tau(\nu) = \sum_{j=0}^{\infty} jP\{j\}$ – среднее число переходов электрона между ближайшими донорами ; $j = 0, 1, 2, \dots$

Тогда частота прыжков электрона между двумя донорами при случайном выравнивании их энергетических уровней $E_t = \overline{E_d} + \nu kT$ за время t есть [10]:

$$\Gamma(\nu, y_F) = \frac{1}{t} \sum_{j=0}^{\infty} jP\{j\} = \frac{t_c(\nu)}{t\tau(\nu)}. \quad (3)$$

В пренебрежении эффектами волновых функций уровень туннелирования $E_t = \overline{E_d} + \nu kT$, отсчитанный от потолка ν -зоны нелегированного кристалла, определяет радиус $a_t = q^2 / (8\pi\epsilon E_t)$ локализации электрона на доноре с энергией ионизации E_t . Для центра донорной зоны ($\nu = 0$) это – борковский радиус $a_t = a_H = q^2 / (8\pi\epsilon \overline{E_d})$. В рамках теории молекулярного иона водорода (H_2^+) время туннелирования электрона между двумя донорами в зарядовых состояниях (0) и (+1) на расстоянии R_f друг от друга при совпадении их энергетических уровней ($\nu_1 = \nu_2 = \nu$) можно оценить

$$\tau(\nu) = \frac{\pi\hbar}{\delta E_{0,+1}}, \quad (4)$$

где

$$\delta E_{0,+1} = 4E_t \frac{\rho(1+\rho)\exp(-\rho) - [1 - (1+\rho)\exp(-2\rho)]S}{\rho(1-S^2)} \quad (5)$$

величина «расщепления» уровня туннелирования $E_t = \overline{E_d} + \nu kT = q^2 / (8\pi\epsilon a_t)$; $\rho = R_f / a_t$; $S = (1 + \rho + \rho^2 / 3)\exp(-\rho)$.

Усредненная по энергетическому распределению уровней частота прыжков электрона между донорами в обоих направлениях оси OX , коллинеарной внешнему электрическому полю, с учетом модифицированного соотношения Эйнштейна [10]:

$$\Gamma_h \approx \frac{1}{3\tau_F \xi_h} \equiv \Gamma_3 \exp\left(-\frac{\varepsilon_3}{kT}\right), \quad (6)$$

где $\Gamma_3 \equiv 1/[3\tau(y_F)] \equiv 1/(3\tau_F)$ – частота туннелирования электрона между донорами, расположенными вдоль направления внешнего поля на расстоянии R_h , в зарядовых состояниях (0) и (+1) с энергетическими уровнями $E_t = \overline{E_d} + y_F kT$; ε_3 – энергия активации; $1/\xi_h = M_h kT / D_h q$ – коэффициент в соотношении Эйнштейна (D_h – коэффициент диффузии, M_h – прыжковая подвижность электронов по донорам).

Согласно работам [3,10] имеем выражение для прыжковой электропроводности

$$\sigma_h = \frac{4e^2 N_h}{3kT \xi_h} \cdot R_f^2 \cdot f, \quad (7)$$

где e – заряд электрона; kT – тепловая энергия; f – частота внешнего электрического поля.

Для того чтобы регистрировался прыжковый ток на переменном поле, необходимо, чтобы частота внешнего поля равнялась частоте прыжков по донорам электронам, т. е.

$$f = \Gamma_h. \quad (8)$$

Следовательно, получив из выражений (5), (6) величину R_f как функцию частоты Γ_h (явный вид этой зависимости получить весьма сложно), подставляем ее в выражение для электропроводности (7) и с учетом выражения (8) находим

$$\sigma_h = \frac{4e^2 N_h}{3kT \xi_h} \cdot R_f^2(f) \cdot f, \quad (9)$$

где N_h – концентрация пар доноров, $R_f(f)$ – функция частоты внешнего переменного поля f .

Литература

1. Мельников А. А., Лебедев Е. В. Концентрация пар взаимно ближайших по расстоянию доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1) в кристаллических полупроводниках // Физика конденсированного состояния: Тез. докл. X Респ. науч. конф. студентов, магистрантов и аспирантов. Под ред. В. А. Лиопо Гродно: ГрГУ, 2002. С. 226–227.

2. *Чандрасекар С.* Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ИЛ, 1947. С. 150–158.
3. *Звягин И. П.* Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М.: МГУ, 1984. 192 с.
4. *Брыксин В. В.* Частотная зависимость прыжковой проводимости в рамках метода эффективной среды для трехмерных систем // ФТП. 1980. Т. 22 № 8. С. 2441–2449.
5. *Chatterjea A., Hauser J. R.* The statistics of nearest neighbor impurity pair formation in semiconductors // J. Phys. Chem. Solids. 1976. V. 37. № 11. P. 1031–1035.
6. *Pickard D. K.* Isolated nearest neighbors // J. Appl. Probability 1982. V. 19, № 2. P. 444–449.
7. *Лаврик Н. Л., Волошин В. П.* О плотности вероятности распределения ближайших соседних молекул // ЖФХ. 1999. Т. 70. № 6. С. 1140–1142.
8. *Кога Т.* Введение в кинетическую теорию стохастических процессов в газах. М.: Наука, 1983. С. 181–186.
9. *Скорород А. В.* Вероятность вокруг нас. Киев: Наукова думка, 1980. 196 с.
10. *Поклонский Н. А., Лопатин С. Ю., Забродский А. Г.* Решеточная модель прыжковой проводимости по ближайшим соседям: применение к нейтронно-легированному Ge:Ga// ФТТ. 2000. Т. 42. № 3. С. 432–439.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА В СКАЛЯРНОМ И ТЕНЗОРНОМ ПОДХОДАХ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

А. В. Новицкий

Скалярная функция эйконала в геометрической оптике впервые была рассмотрена в работах Гамильтона. Современная геометрическая оптика использует эйконал для решения ряда важных прикладных задач [1,2]. Используя векторные асимптотические приближения, можно исследовать поляризацию электромагнитных волн в неоднородных изотропных и анизотропных средах. В анизотропной среде геометрооптическое решение дается суперпозицией двух собственных волн, каждая из которых характеризуется своей поляризацией [1, с.233]. В то же время в ряде работ были разработаны методы геометрической оптики с тензорным эйконалом [3,4], применяющие ковариантные методы Федорова [5]. Эйкональное решение может быть записано для волн, распространяющихся в изотропных и анизотропных стратифицированных средах. Анализ состояния поляризации волны в зависимости от начальной ее поляризации облегчается эволюционной записью решения. Отметим также, что тензорное эйкональное решение не разбивается на собственные волны.

Рассмотрим распространение монохроматической электромагнитной волны в изотропной стратифицированной среде с диэлектричес-