

УДК 621.315.592

МЕЖЦЕНТРОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЧАСТИЧНО РАЗУПОРЯДОЧЕННОМ КРЕМНИИ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В. С. Львов, В. И. Стриха, О. В. Третьяк, А. А. Шматов

Экспериментально изучены спектры *DLTS* и их изменение в электрическом поле на шлифованной поверхности кремниевого *p-n*-перехода. На кривых *DLTS* выделен пик, ответственный за межцентровый переход. В результате сравнения расчетных и экспериментальных данных определены параметры предложенной модели переходов. В частности, оценены радиусы электронных волновых функций на локализованных состояниях 4–7 Å и расстояние между партнерами пар 25–40 Å. Дано объяснение наблюдаемой полевой зависимости частотного фактора и энергии.

1. Экспериментальные результаты

Механической обработкой боковой грани (шлифовка, полировка) промышленным диодам (Д214, Д242) придавалась форма параллелепипеда с размерами сторон $3 \times 0.3 \times 0.3$ мм, так что длина границы *p-n*-перехода, выходящего на поверхность, составляла ~ 6.6 мм. Финишная обработка

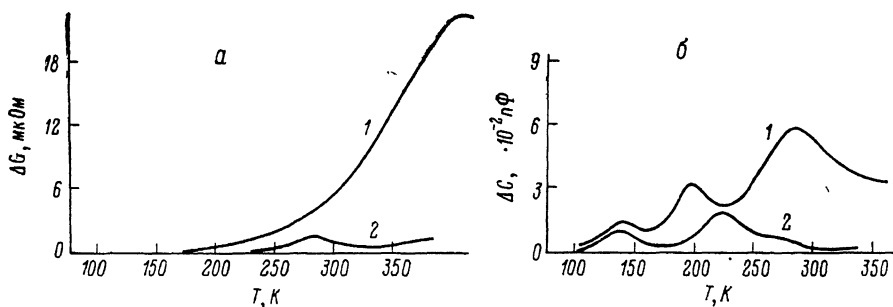


Рис. 1. Спектры *DLTS* диодов после механической обработки (1) и после стравливания слоя (2).

a — релаксация тока, *b* — релаксация емкости «Окно эмиссии» — $7.3 \cdot 10^{-2}$ с.

проводилась алмазным порошком с размерами зерна 7–10 мкм. Такая обработка обеспечивает максимальную плотность дислокаций на поверхности Si [1]. Концентрация легирующей примеси определялась из вольт-фарадных характеристик и находилась в пределах $(2 \div 6) \cdot 10^{13}$ см⁻³.

Спектр и параметры локализованных состояний в области пространственного заряда (ОПЗ) *p-n*-перехода определялись методом *DLTS*.

Все измерения проводились на диодах дважды: после механической обработки поверхности диодов и после стравливания нарушенного слоя (на глубину до 60 мкм). Травление проводилось в растворе HNO : HF : CH₃COOH (в соотношении 5 : 1 : 1) в течение 12 мин. Для исследования

выбирались диоды, у которых фооновая концентрация глубоких уровней не превышала $10^{11} - 10^{12}$ см⁻³.

На рис. 1 изображены типичные спектры сигнала *DLTS* на диодах до и после поверхностной обработки. Исследовалась релаксация емкости и тока. Измерения выполнялись в диапазоне 77—430 К, «окна эмиссии» спектрометра могли выбираться в интервале $10^{-5} - 3 \cdot 10^{-2}$ с. При указанных характеристиках спектрометра удалось обнаружить три дополнительных максимума на кривых сигнала *DLTS*, связанных с обработкой поверхности. Обработка дала три активационных перехода с частотами

$$\gamma_i(T) = \gamma_{0i} \exp(-\Delta E_{gi}/T), \quad t = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Энергии активации ΔE_{gi} , частота γ_{0i} и сечения захвата S_{0i} приведены в табл. 1.

Как сообщалось ранее [2], шлифовка кремния приводит к появлению в нем канала спин-зависимой рекомбинации. По данным температурно-частотных измерений спин-зависимого обратного тока диодов (по аналогии с температурно-частотными характеристиками неравновесной фотопроводимости [3]), определены энергии активации 0.27 и 0.54 эВ. Частотный интервал модуляции СВЧ составлял $10^2 - 7 \cdot 10^4$ Гц.

Наличие спин-зависимого обратного тока в диодах, не зависящего от напряженности магнитного поля (в условиях, близких к насыщению резонанса), обусловлено генерационными переходами в парных состояниях [2]. Такие переходы могут фиксироваться в измерениях методом *DLTS*, если они являются «узким горлом» в канале перезарядки центров [4]. Для выявления пиков на кривых сигнала *DLTS*, ответственных за межцентровые переходы, были проведены измерения зависимостей найденных энергий активаций и сечений захвата от напряженности электрического поля. Необходимость таких измерений прежде всего диктовалась анализом малости сечения захвата для переходов, связанных с высокотемпературным пиком.

Малая величина сечения захвата, определенная из измерений *DLTS*, может быть связана либо с захватом электрона на отрицательно заряженный центр, либо межцентровым переходом с малой степенью перекрытия волновых функций состояний в паре (большие расстояния между партнерами). На рис. 2 приведены экспериментальные результаты полевой зависимости γ_{03} и E_3 . Видно, что частота γ_{03} быстро уменьшается с ростом \mathcal{E} . На качественном уровне можно предложить эмпирическую зависимость

$$\lg(\gamma_{03}(\mathcal{E})/\gamma_{03}(0)) \simeq -|\mathcal{E}|/\mathcal{E}_1. \quad (2)$$

Величина $\mathcal{E}_1 \simeq 4 \cdot 10^5$ В/см, так что в поле $|\mathcal{E}| \simeq 1.2 \cdot 10^6$ В/см частота убывает на три порядка. Энергия активации ΔE_{g3} убывает с ростом \mathcal{E} примерно по линейному закону

$$\Delta E_{g3}(\mathcal{E}) = \Delta E_{g3}(0) [1 - |\mathcal{E}|/\mathcal{E}_2]. \quad (3)$$

Величина $\mathcal{E}_2 \simeq 3 \cdot 10^6$ В/см, так что в поле $|\mathcal{E}| \simeq 1.2 \cdot 10^6$ В/см ΔE_{g3} убывает от 0.5 до 0.2 эВ. При внимательном рассмотрении рис. 3 видно, что зависимости $\lg \gamma_{03}(\mathcal{E})$ и $\Delta E_{g3}(\mathcal{E})$ обнаруживают тенденцию к насыщению при больших полях.

Величины γ_{0i} и ΔE_{gi} для первого и второго переходов от электрического поля не зависели. Полученные данные свидетельствуют о том, что высоко-

Таблица 1

Энергии активации и частоты дополнительных переходов (сечения захвата), связанных с механической обработкой образца

Переход, i	ΔE_{gi} , эВ	γ_{0i} , с ⁻¹	S_i , см ²
1	0.27 ± 0.03	$10^9 \div 10^{10}$	10^{-17}
2	0.54 ± 0.03	$\sim 10^{14}$	10^{-13}
3	0.5	$\sim 10^8$	10^{-21}

Примечание. Напряженность электрического поля $\mathcal{E} \rightarrow 0$.

температурный пик связан с межцентровым переходом, ибо полевая зависимость сечения захвата электрона на отрицательно заряженный центр должна быть диаметрально противоположной [5]. Обнаруженная полевая зависимость только энергии активации E_3 также подтверждает сделанный вывод о происхождении высокотемпературного пика.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований определены некоторые параметры локализованных состояний

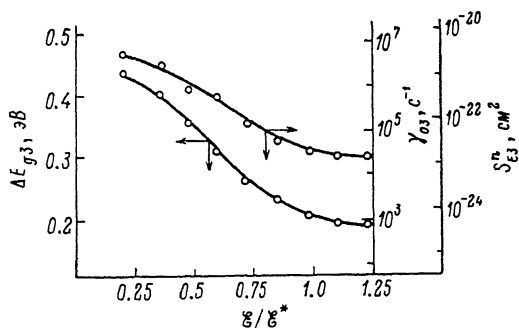


Рис. 2. Зависимость энергии активации ΔE_g^s и сечения захвата S_{E3}^n (коэффициента захвата γ_{03}) от относительного изменения напряженности электрического поля (ϵ^* порядка 10^6 В/см).

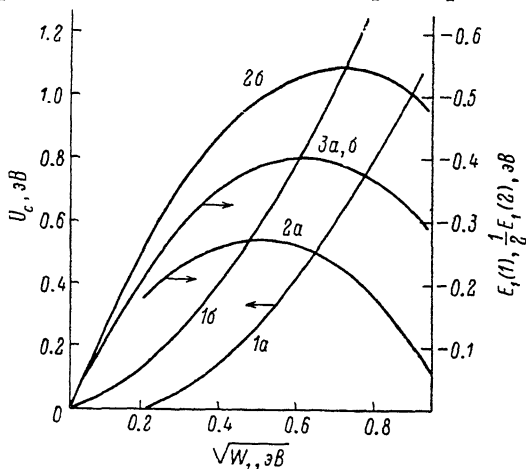
в механически обработанном кремнии и установлено, что один из пиков на кривой DLTS связан с межцентровыми переходами. Наличие спин-зависимых генерационно-рекомбинационных переходов в парных состояниях указывает на то, что каждый из центров в паре может находиться в одно- и двухэлектронном состоянии.

2. Энергетические параметры U-центров первого типа

Переходы 1 и 2 можно интерпретировать как переходы из неких локализованных состояний электронов в зону проводимости. Далее есть два варианта рассуждений: либо переходы 1 и 2 связаны с центрами разных типов, либо это переходы из двух разных зарядовых состояний одного и того же центра. Второй вариант, если он не приведет к проти-

Рис. 3. Зависимость кулоновской энергии U_{c1} (1а и 1б) и энергии электронов в однозарядном E_1 (1) (2а, 2б) и двухзарядном $1/2 E_1$ (2) (3а, б) состояниях при фиксированных энергиях активации переходов $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$.

а: $\Delta E (|1\rangle \rightarrow |0\rangle) = 0.27$, $\Delta E (|2\rangle \rightarrow |1\rangle) = 0.54$ эВ; б: $\Delta E (|1\rangle \rightarrow |0\rangle) = 0.54$, $\Delta E (|1\rangle \rightarrow |2\rangle) = 0.27$ эВ.



воречиям, более предпочтителен. Мысль о том, что механическая обработка, приводящая к появлению в том числе дислокаций и соответственно к появлению растянутых связей, может вести к образованию U-центров, кажется естественной.

Обсудим с точки зрения этой гипотезы данные эксперимента. Предположим, что переход 1 — это переход в зону проводимости из состояния $|1\rangle$ с одним электроном на центре ($|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ переход), а переход 2 — это переход в зону из состояния $|2\rangle$ с двумя электронами на центре, после перехода на центре остается один электрон ($|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ переход). В состоянии $|1\rangle$ энергия электрона на центре (см. (2))

$$E_1(1) = \varepsilon_1 - W_1, \quad (4)$$

в состоянии $|2\rangle$ энергия каждого электрона есть

$$E_1(2)/2 = \varepsilon_1 - 2W_1 + U_{c1}/2. \quad (5)$$

Энергия активации ΔE_{g_i} для перехода $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ включает конфигурационный барьер ΔE_{r1}

$$\Delta E_{g1} = -E_1(1) + \Delta E_{r1}, \quad \Delta E_{r1} = \varepsilon_1^2/4W_1. \quad (6)$$

Для перехода $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ легко получить следующее выражение энергии активации:

$$\Delta E_{g2} = E_1(1) - E_1(2) + \Delta E_{r2}, \quad (7)$$

где ΔE_{r2} — конфигурационный барьер этого перехода

$$\Delta E_{r2} = (\varepsilon_1 + U_{c1} - 2W_1)^2/4W_1. \quad (8)$$

Таким образом, две экспериментально наблюдаемые величины ΔE_{g1} и ΔE_{g2} выражаются через три феноменологических параметра ε_1 , W_1 и U_{c1} , описывающих центр. Это позволяет, задав один из параметров центра (например, W_1), найти значения двух других. Соответствующие графики приведены на рис. 3. По оси x отложена величина $\sqrt{W_1}$, по оси y — U_{c1} (кривая 1а — шкала энергий слева) и $-E_1(1)$, $-1/2E_1(2)$ (кривые 2а, 3 — шкала энергий справа). Видно, что $U_{c1} > 0$ для $W_1 > 0.05$ эВ, а $E_1(1) < 0$ для $W_1 < 1.1$ эВ. Поэтому допустимая область изменения W_1 лежит в интервале 0.05 эВ $< W_1 < 1.1$ эВ.

Для того чтобы определить W_1 (и соответственно остальные параметры центра 1) значительно точнее, оценим величину U_{c1} в приближении эффективной массы, считая, что радиус локализации электронного облака $1/x_1$ заметно превышает постоянную решетки $a_0 = 4.6$ Å. Поскольку размер дефекта естественно считать порядка a_0 , значительная часть электронного облака будет находиться вне дефекта. Это оправдывает приближение (9) [6] для Ψ -функции электрона на центре. Считая, что оба электрона на центре описываются этой Ψ -функцией, можно по теории возмущений вычислить энергию их кулоновского расталкивания U_{c1}

$$\begin{aligned} U_{c1} &= \frac{e^2}{\varepsilon_d} \int |\Psi(r_1)|^2 |\Psi(r_2)|^2 \frac{dr_1 dr_2}{|r_1 - r_2|} = \\ &= \frac{2e^2 x_1}{\pi \varepsilon_d} \int_0^\infty \frac{(\arctg x)^2 dx}{x^2} \simeq \frac{\sqrt{2} e^2 x_1}{\varepsilon_d}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\varepsilon_d = 11.9$ — диэлектрическая постоянная в кремнии. Подставляя сюда x_1 из выражения (10) [6], получим

$$U_{c1} \simeq \frac{2\sqrt{2}}{\varepsilon_d} \left(\frac{m_*}{m_0} \right) \sqrt{E_R E}, \quad (10)$$

где $E_R = 13.6$ эВ — энергия Ридберга; $E = 1/2 |E_1(2)|$ — энергия электрона на U -центре в двухзарядовом состоянии; m_0 — масса свободного электрона; m_* — эффективная масса электрона в кремнии, в качестве которой мы возьмем $m_* = (m_{\perp}^2 m_{\parallel})^{1/3} \simeq 0.33 m_0$. Формула (10) дает недостающую нам еще одну связь между параметрами задачи. Разумеется, к (10) нельзя относиться буквально. Мы думаем, однако, что она дает хорошую оценку для U_{c1} . Подставив в (10) $E = 0.4$ эВ (значение максимума кривой $1/2 E_1(2)$ на рис. 3), получим $U_{c1} = 0.32$, что соответствует значению $W_1 = 0.25$. Можно думать, что формула (10) дает завышенное значение для U_{c1} , поскольку кулоновское расталкивание будет деформировать Ψ -функции так, чтобы развести электроны и уменьшить U_{c1} . Поэтому в полуквантовом анализе мы выбрали меньшее значение U_{c1}

$$U_{c1} \simeq 0.2 \text{ эВ}. \quad (11a)$$

Согласно рис. 3, этому соответствуют следующие значения параметров центра (в эВ):

$$W_1 = 0.2, E_1(1) = -0.26, \epsilon_1 = -0.06, \\ {}^{1/2}E_1(2) = -0.36, U_1 = U_{c1} - 2W_1 = -0.2 \text{ эВ} < 0. \quad (116)$$

Для сравнения можно привести значения $U_c = 0.25$ эВ, $W = 0.17$ эВ, полученные для вакансии в кремнии, у которой энергия Хаббарда $U = -0.1$ эВ также отрицательна [4]. Здесь возникает важный вопрос: однозначно ли следует из наших экспериментов, что энергия Хаббарда для центров типа 1 отрицательна? Наш ответ: нет, не однозначно. Поясним его подробнее. На рис. 3 кривая 3 для ${}^{1/2}E_1(2)$ при всех W_1 лежит выше кривой 2а для $-E_1(1)$ и поэтому энергия Хаббарда, казалось бы, всегда отрицательна. Однако при вычислении этих зависимостей мы предположили, что энергии активации $\Delta E_{g1} = 0.27$ эВ соответствует переход $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$, а энергии $\Delta E_{g2} = 0.54$ эВ переход $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$. Если же сделать обратное предположение, т. е. энергию 0.27 эВ приписать переходу $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$, а энергию 0.54 эВ переходу $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$, то зависимости величин U_c и $-E_1(1)$ от W_1 получатся другие (кривые 1б и 2б). И только зависимость ${}^{1/2}E_1(2)$ останется прежней (кривая 3). Видно, что энергия Хаббарда в этом варианте оказалась положительной. Пользуясь дополнительной связью между параметрами задачи (10), можно и для этого варианта уточнить их значения (в эВ)

$$W_1 \approx 0.04, U_{c1} \approx 0.17, E_1(1) \approx -0.25, {}^{1/2}E_1(2) \approx -0.21, \\ \epsilon_1 = -0.2, U_1 \approx +0.09. \quad (12)$$

Для выбора между двумя вариантами наборов параметров (11) и (12) необходимо привлечь дополнительные экспериментальные факты. С одной стороны (табл. 1), частота γ_{01} , соответствующая переходу 0.27 эВ, существенно меньше, чем γ_{02} . Поэтому можно думать, что в переходе 1 участвует центр с большим отрицательным зарядом, чем в переходе 2, т. е. переход 1 — это $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$, а переход 2 — это $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$. Такому варианту соответствует набор параметров (12). Однако при параметрах (12) активационный барьер для рекомбинационного перехода $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ есть

$$\Delta E_{r1} = \epsilon_1^2/4W_1 \approx 0.3 \text{ эВ}. \quad (13)$$

Для набора параметров (11) E_{r1} существенно меньше: $\Delta E_{r1} \approx 0.01$ эВ $< T$. В эксперименте процесс рекомбинации является безактивационным. Если оставаться в рамках рассмотренной нами модели переходов, то это говорит в пользу набора параметров (11) с отрицательной энергией Хаббарда. Однако к существенному уменьшению величины конфигурационного барьера приводит не учтенный нами эффект «термостимулированного туннелирования» [7], который возникает при отказе от классического описания движения центра по конфигурационной координате X . Мы полагаем, что на данном этапе экспериментального исследования целесообразно усложнить теоретическую модель путем учета термостимулированного туннелирования остальных конфигурационных координат и т. п. По этим причинам вопрос о знаке энергии Хаббарда центров первого типа следует считать открытым.

3. Энергетические параметры U -центров второго типа

Как было уже отмечено, переход 3 является межцентровым. Таким образом, кроме U -центров первого типа с параметрами (9), (13) при деформации возникают другие центры, которым мы присвоим индекс 2. Энергия перехода $\Delta E_{g3} = 0.5$ эВ велика, она близка к значению $\Delta/2 = 0.6$ эВ (Δ — ширина запрещенной зоны кремния). Поэтому центры второго типа должны быть глубокими. Об этом свидетельствует и то, что не наблюдается прямых переходов с этих центров в зону. Естественно считать, что, во-первых,

это центры U -типа и, во-вторых, переход 3 — это переход электрона с центра типа 2 на центр типа 1. Если бы в переходе 3 электрон переходил на какой-то новый центр (типа 3), то в эксперименте должны были наблюдаться переходы из центра 3 в зону проводимости, а этого нет. Возникает вопрос: между какими состояниями на центрах 1 и 2 происходит переход? Ответ: центр 1 до перехода должен быть пустым, так как в эксперименте межцентровый переход $2 \rightarrow 1$ является «узким горлом». Таким образом, переход 3 можно трактовать как 1) $|0, 2\rangle \rightarrow |1, 1\rangle$ или 2) $|0, 1\rangle \rightarrow |1, 0\rangle$. Мы выбираем вариант «1», так как в эксперименте при обработке образцов вместе с обсуждаемыми переходами возникает спин-зависимая рекомбинация носителей, для которой необходим межцентровый переход, обратный «1».

Итак, переход 3 мы трактуем как межцентровый переход $|0, 2\rangle \rightarrow |1, 1\rangle$, при котором вначале первый центр пустой, а на втором находятся два электрона, после перехода на каждом центре — по одному электрону. Обсудим далее экспериментальные данные в свете этой гипотезы.

Энергетику U_2 -центров второго типа будем также описывать формулой (1) [6], снабдив ее коэффициенты индексами «2». Таким образом, кроме уже определенных трех параметров центров 1 (ϵ_1, W_1, U_{c1}), в рассмотрение вошли еще три параметра ϵ_2, W_2 и U_{c2} . К сожалению, эксперимент дает при этом только один дополнительный факт $\Delta E_{g3} = 0.5$ эВ. Поэтому мы вынуждены зафиксировать два параметра исходя из правдоподобных соображений, найти третий параметр и посмотреть, что из этого получится. Начнем с того, что положим

$$U_{c2} \approx 0.2 \text{ эВ,}$$

и далее за неимением лучшего будем ориентироваться на параметры первого центра (11) и (12) и тоже рассмотрим два варианта: а) $W_2 = 0.2$ эВ (при этом энергия Хаббарда отрицательна $U_2 = -0.2$ эВ), б) $W_2 = 0.04$ (при этом $U_3 = 0.12 > 0$). Учитывая, что для первого центра у нас есть тоже два набора параметров а) (11) и б) (12), имеем всего четыре варианта: аа, ааб, ба и бб. Для них, используя формулы (21)–(23) из [6] (при $\kappa R \rightarrow 0$), найдем недостающий параметр ϵ_2 и вычислим все остальное. Результаты этих изысканий приведены в табл. 2. Видно, что во всех вариантах энергия $1/2 E_2(2)$ лежит ниже уровня Ферми (середины запрещенной зоны) и состояния $|2\rangle$ вторых центров в равновесии полностью заполнены. Это позволяет понять тот факт, что интегральная интенсивность перехода 3 более чем на порядок больше, чем интенсивность переходов 1 и 2. Ведь в переходах 1 и 2 принимают участие все центры первого типа, а в переходах 3 — только те центры второго типа, которые имеют близких в пространстве партнеров первого типа.

Поэтому в предположении, что концентрации центров первого и второго типов одного порядка величины (а это разумно, ибо они возникают по одной причине), и из соотношения интенсивностей переходов следует, что вероятность заполнения состояний $|2\rangle$ на вторых центрах должна существенно превышать вероятность заполнения состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ на центрах первого типа. А для этого энергия $1/2 E_2(2)$ должна лежать ниже уровня Ферми, а энергии $E_1(1)$ и $1/2 E_1(2)$ выше. Так оно и есть для всех вариантов табл. 2.

Таблица 2

Возможные варианты наборов параметров центров, не противоречащих экспериментальным данным табл. 1

Параметр, эВ	Вариант			
	аа	аб	ба	бб
ϵ_1	-0.06	-0.06	-0.2	-0.2
W_1	0.2	0.2	0.04	0.04
U_{c1}	0.2	0.2	0.17	0.17
W_2	0.2	0.04	0.2	0.04
U_{c2}	0.2	0.2	0.2	0.2
ϵ_2	-0.36	-0.8	-0.3	-0.64
$E_2(1)$	-0.56	-0.84	-0.5	-0.68
$1/2 E_2(2)$	-0.66	-0.78	-0.6	-0.62
ϵ	-0.5	-0.64	-0.32	-0.4
B	0.5	-0.5	0.8	-1.5

Следует признать, что имеющихся данных эксперимента недостаточно для определенных заключений о параметрах центров второго типа. Мы планируем провести *DLTS* измерения на наших образцах в более широком диапазоне температур и временных «окон эмиссии» с тем, чтобы изучить взаимодействие глубоких центров второго типа с валентной зоной. Это позволит получить недостающую сейчас информацию о параметрах центров второго типа.

А сейчас мы продолжим анализ данных эксперимента в рамках четырех вариантов параметров центров (табл. 2).

4. Оценка характерного расстояния между центрами

Оценим расстояние между центрами исходя из абсолютного значения $\gamma_{03} = 10^5 \text{ с}^{-1}$ (табл. 1). Подставляя найденные значения параметров (табл. 2) в частоту переходов [(6), (19)], выбирая интеграл перекрытия в форме (11) из [6], получим при комнатной температуре

$$\gamma_{03} = \Gamma \exp(-2zR), \quad \Gamma \simeq 10^9 \text{ с}^{-1}. \quad (14)$$

Отсюда и из экспериментальной величины γ_{03} следует, что

$$zR \simeq 5 \div 6. \quad (15)$$

Для того чтобы найти абсолютное значение R , оценим z по формуле (10) [6]. Для этого необходимо знать энергию туннелирующего электрона ϵ . Из формулы (20) [6] (при малых R) для выбранных нами параметров центров получим величины ϵ (табл. 2). С учетом (10) [6] и (15) получим

$$1/z \simeq (4.5 \div 6.5) \text{ \AA}, \quad R \simeq (25 \div 40) \text{ \AA} \simeq (4 \div 7) a_0. \quad (16)$$

5. Объяснение наблюдаемой полевой зависимости частоты $\gamma_{03}(E)$ и энергии активации $\Delta E_{g3}(E)$

Центры первого и второго типов должны быть расположены в образце неким хаотическим образом, поэтому вектор $\mathbf{R} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ для различных пар будет ориентирован относительно вектора электрического поля \mathcal{E} также случайно. Наибольшее влияние на частоту переходов будут испытывать те центры, у которых $\mathcal{E} \parallel \mathbf{R}$. Если $\delta\epsilon = -e\mathcal{E}R < 0$, то полная частота переходов будет экспоненциально быстро расти с увеличением поля; у тех же пар центров, для которых $\delta\epsilon > 0$, частота переходов будет быстро падать. Эти переходы будут эффективно «вымораживаться» полем. В результате в больших полях в эксперименте будут регистрироваться переходы только у тех пар центров, вектор для которых почти параллелен \mathcal{E} и $\delta\epsilon < 0$.

Найдем $\delta\epsilon$ для максимального в эксперименте поля $|\mathcal{E}_m| \simeq 1.2 \times 10^6 \text{ В/см}$. Из оценки R (16) имеем

$$\delta\epsilon \simeq (0.25 \div 0.4) \text{ эВ}. \quad (17)$$

Используя формулы (19), (42) [6], для A имеем при $zR = 6$: $\gamma_{03}(\mathcal{E}_m)/\gamma_{03}(0) \simeq 10^2 \gg 1$. Это находится в качественном соответствии с данными эксперимента. Уровень точности нашего эксперимента и приближенный характер теоретических формул позволяют считать приемлемым совпадение по порядку величины.

Для четырех вариантов наборов параметров центров (табл. 2) вычислим по формуле (42) [6] коэффициент B , определяющий полевую зависимость энергии активации. Результат приведен в табл. 2. Существенно, что знак коэффициента B совпадает со знаком энергии Хаббарда вторых центров U_2 . В эксперименте $B < 0$ высота энергетического барьера ΔE_{g3} уменьшается с ростом поля. Это свидетельствует о том, что энергия Хаббарда вторых центров отрицательна.

Оценим величину изменения барьера в поле. Для $\delta\varepsilon=0.3$ эВ и $B=-0.5$, $B=-1.5$ (варианты аб и бб) получим

$$\Delta E_{g3}(0) - \Delta E_{g3}(\varepsilon_m) \simeq \begin{cases} -0.15 \text{ (аб)}, \\ -0.45 \text{ (бб)}, \end{cases} \quad (18)$$

в то время как экспериментальное значение этой величины 0.3 эВ. Это соответствие также следует считать вполне приемлемым.

Таким образом, получено качественно хорошее совпадение предсказанного теорией изменения γ_{03} и ΔE_{g3} с ростом напряженности электрического поля. При этом также становится понятной экспериментально наблюдаемая тенденция к насыщению этих величин в сильных полях. Действительно, так как

$$\ln [\gamma_3(\varepsilon)/\gamma_{03}(0)] = A\delta\varepsilon + D(\delta\varepsilon)^2, \quad \Delta E_{g3} = -\delta\varepsilon B - F(\delta\varepsilon)^2, \quad (19)$$

то при малых $\delta\varepsilon$ [$\delta\varepsilon A > (\delta\varepsilon)^2 D$, $\delta\varepsilon(B+C) > (\delta\varepsilon)^2 F$] $\ln(\gamma_{03}(E)/\gamma_{03}(0))$ и $\Delta E_{g3}(\varepsilon)$ изменяются линейно с ростом ε ; при больших напряженностях электрического поля вклад квадратичных членов возрастает, и так как $\delta\varepsilon < 0$, то замедление роста величин и появление тенденции к насыщению становятся естественными.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Lemke В. Р. // Phys. Rev. В. 1978. V. 17. N 4. P. 1893—1907.
- [2] Борисов Ф. И., Львов В. С., Стриха В. И., Третьяк О. В. // Тез. ориг. докл. Всес. школы «Физика поверхности». Ташкент, 1983. С. 134.
- [3] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [4] Baraff G. A., Kane E. O., Schluter M. // Phys. Rev. В. 1980. V. 21. N 12. P. 5662—5686.
- [5] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972. 136 с.
- [6] Львов В. С., Стриха В. И., Третьяк О. В., Шматов А. А. // ФТТ. Наст. вып. С. 197—205.
- [7] Абакумов В. Н., Мекрулов И. А., Перель В. И., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4. С. 1472—1486.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко
Киев

Поступило в Редакцию
13 июня 1989 г.