

## ВОЗНИКНОВЕНИЕ ПОЛОСЫ ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫХ $D^-$ -СОСТОЯНИЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В НЕКОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ

*А.П.Мельников, Ю.А.Гурвич, Л.Н.Шестаков, Е.М.Гершензон*

*Московский педагогический государственный университет,  
119882 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 ноября 1996 г.

Изучались спектры примесной фотопроводимости некомпенсированного кремния при гелиевых температурах в условиях сильно подавленного фонового излучения (фона) в различных электрических полях  $E$ . Установлено, что возникающая с ростом  $E$  делокализация в  $D^-$ -зоне не связана с какими-либо изменениями флуктуационного потенциала и обусловлена непосредственным воздействием поля  $E$ . При  $E$ , равном некоторому критическому значению  $E_c$  ( $\sim 100$  В/см), скачкообразно возникает полоса делокализации конечной ширины. Увеличение концентрации заряженных центров в образце приводит к росту  $E_c$ .

PACS: 72.20.-i, 72.80.-r

1. В кристаллических германии и кремнии в определенных интервалах концентраций основной примеси  $N$  и компенсаций  $K$  возникает делокализация  $D^-$ -состояний. Термическое возбуждение носителей на порог подвижности  $\epsilon_\mu$  из зоны основных состояний приводит к так называемой  $\epsilon_2$ -проводимости. Возникновение делокализации представляет собой переход Андерсона. Он происходит, когда отношение  $I/W$  достигает определенного значения. Здесь  $I$  – энергетический интеграл перекрытия, его значение определяется асимптотикой волновой функции  $D^-$ -центра на больших расстояниях, то есть радиусом  $D^-$ -состояния  $a$ :  $I \sim \exp(-2R/a)$ , где  $R$  – среднее расстояние между центрами. Величина разброса  $D^-$ -состояний по энергии –  $W$  определяется обычно флуктуациями кулоновского потенциала, возникающими из-за наличия компенсирующей примеси [1].

В присутствии электрического поля  $E$  асимптотика волновых функций на достаточно больших расстояниях кардинально меняется: связанные состояния электрона в яме конечной глубины становятся несвязанными (формально – в сколь угодно малом  $E$ ). Это дает основание полагать, что в спектре электронов, локализованных на хаотически расположенных центрах, при некотором значении  $E = E_c$  возникают делокализованные состояния – полевая делокализация. Теоретические исследования подтверждают это предположение, хотя вопрос об определении порогового поля  $E_c$  в трехмерном случае не вполне ясен ( см.[2] и ссылки там). Обнаружение полевой делокализации имеет принципиальное значение.

В нашей предыдущей работе [3] было обнаружено, что с ростом  $E$  при  $E = E_c$  в  $D^-$ -зоне некомпенсированного кристаллического кремния возникает делокализация и появляется порог подвижности  $\epsilon_\mu$ , который значительно смещается в сторону меньших энергий при дальнейшем росте  $E$ . Это заключение было сделано на основании изучения эволюции спектров примесной фотопроводимости (ФП) с увеличением  $E$ .

В экспериментах по изучению спектров ФП на образец, кроме монохроматического излучения, всегда попадает фоновое излучение (фон), который, в нашем случае, приводит к отрыву носителей от нейтральных центров и заселению  $D^-$ -состояний через свободную зону. Часть носителей, перемещаясь по свободной зоне и по состояниям  $D^-$ -зоны, создает ток. Другая часть образует комплексы с заряженными центрами или с группами нейтральных центров. Дополнительно возникшие заряженные примеси и комплексы создают флуктуационный потенциал в образце и увеличивают разброс состояний  $W$ . В [3] фон был значительным, концентрация зарядов, созданная фоном, достаточно большой. Фотоотрыв носителей от комплексов приводил к появлению низкочастотной ФП ( $\hbar\omega = 5 \div 15$  мэВ). С ростом  $E$  комплексы разрушались (низкочастотная часть ФП исчезала) и флуктуации потенциала, а значит, и величина  $W$  уменьшались. Поэтому в ситуации, которая имела место в [3], нельзя было исключить возникновения с ростом  $E$  делокализации по Андерсону. Таким образом, результаты [3] не могут быть однозначно истолкованы как проявление полевой делокализации.

2. Цель настоящей работы – получить достоверное подтверждение существования полевой делокализации. Для этого было необходимо исключить влияние комплексов. Были выполнены эксперименты, аналогичные описанным в [3], с тем отличием, что теперь перед образцом устанавливались холодные фильтры из Si:Ga, Si:As и черного полиэтилена. Изменение толщины фильтров и концентрации примесей в них позволяло подавлять интенсивность фонового излучения с  $\hbar\omega > 45$  мэВ (и, соответственно, увеличивать сопротивление образца) до  $10^5$  раз. При этом диапазон  $\hbar\omega < 45$  мэВ оставался практически открытым. В такой ситуации заселение  $D^-$ -состояний было существенно уменьшено, а разрушение  $D^-$ -центров и комплексов за счет фотоотрыва электронов уменьшено незначительно. Пропускание системы фильтров определялось Ge-болометром; спектры ФП нормировались к спектральному распределению квантов.

3. На рис.1 приведены спектры ФП для образца Si:B ( $N = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $K = 10^{-4}$ ) при разных  $E$  и  $T = 4.2 \text{ K}$ . Темновая проводимость в этом образце при малых  $E$  меньше  $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Сплошные кривые на рис.1 получены для случая минимального фона ( $\Phi_1$ ). При  $E < E_c$  наблюдается ФП, обусловленная фотоионизацией примесей ( $\hbar\omega \geq 45$  мэВ). При  $E = E_c = 110 \text{ В/см}$  наблюдается сдвиг края ФП  $\hbar\omega_t$  влево: появляется ФП при  $\hbar\omega < 45$  мэВ. Величина этой ФП растет с  $E$ , и край ФП смещается в меньшие значения  $\hbar\omega$ . Отметим, что край ФП при  $E = E_c$  смещается резким скачком сразу на  $\sim 6$  мэВ. Подчеркнем, что низкочастотная ФП при  $E < E_c$  не наблюдается. Последнее обстоятельство – главное отличие настоящих результатов от [3].

На рис.2 приведена зависимость края ФП от  $E$  (сплошная кривая 1). Видно, что при  $E > E_c$  зависимость  $\hbar\omega_t$  от  $E$  ослабевает, и при  $E = 150 \text{ В/см}$  сдвиг достигает 10 мэВ.

На рис.1 штриховой кривой приведен спектр ФП при  $E = 120 \text{ В/см}$  для фона  $\Phi_2$ , большего, чем  $\Phi_1$ , в  $\sim 300$  раз (и меньшего в  $\sim 10$  раз, чем в [3]). Видно, что при  $\Phi_2$  сдвиг края ФП в таком поле еще отсутствует, тогда как при  $\Phi_1$  в тех же полях сдвиг достигает 7 мэВ. В случае  $\Phi_2$  наблюдается слабый сигнал в низкочастотной части спектра (на рисунке он не приведен). На рис.2 также штриховой кривой приведена зависимость края ФП для  $\Phi_2$ .

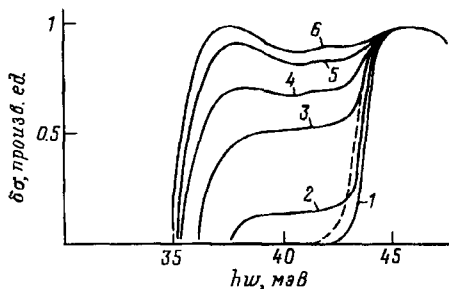


Рис.1. Спектры фотопроводимости в электрическом поле: сплошные линии – фон  $\Phi_1$ ;  $E$ , В/см: 1 – 108, 2 – 110, 3 – 120, 4 – 130, 5 – 140, 6 – 150; штриховая линия: фон  $\Phi_2$ ,  $E = 120$

Видно, что кривая сдвинута в большие  $E$  на  $\sim 15$  В/см, а зависимость от  $E$  более плавная.

4. Обсудим полученные результаты. При  $E < E_c$  край ФП  $\hbar\omega_t$  определяется переходом: основное состояние примеси ( $\epsilon_0 = 0$ ) – дно свободной зоны  $\epsilon_c$ :  $\hbar\omega_t = \epsilon_c(E)$ . Согласно [3], при наличии порога подвижности в  $D^-$ -зоне  $\epsilon_\mu(E) < \epsilon_c(E)$  край ФП  $\hbar\omega_t$  определяется переходом на порог подвижности  $\epsilon_\mu(E)$ :  $\hbar\omega_t = \epsilon_\mu(E)$ . Поэтому эволюция спектра ФП с ростом  $E$  отражает появление и смещение порога подвижности  $\epsilon_\mu(E)$ .

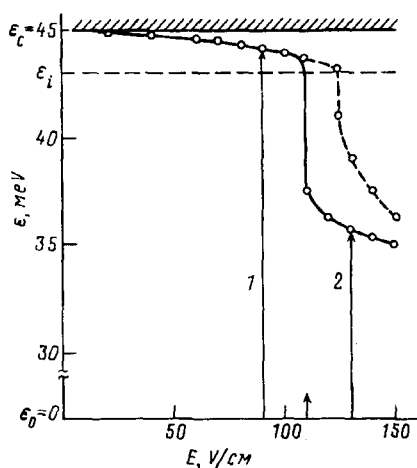


Рис. 2. Зависимость порога  $\epsilon_\mu(E)$ : сплошная линия – фон  $\Phi_1$ , штриховая линия – фон  $\Phi_2$ . Стрелками показаны переходы: 1 –  $E < E_c$ , 2 –  $E > E_c$

Отсутствие ФП в полосе  $\hbar\omega = 5 \div 15$  мэВ при  $\Phi_1$  говорит о том, что концентрация комплексов в образце незначительна. Их разрушение не может существенно способствовать делокализации: концентрация заряженных центров при  $E < E_c$  и  $\Phi = \Phi_1$ , по нашим оценкам, близка к равновесной  $KN$  и с ростом  $E$  может только возрастать (см. ниже). Поэтому, мы считаем, что приведенные здесь результаты свидетельствуют о том, что наличие достаточно большого поля  $E$  само по себе приводит к появлению полосы делокализованных состояний в  $D^-$ -зоне.

Отметим важную особенность полевой делокализации. Из рис.1 и 2 следует, что при  $E > E_c$  край подвижности смещается вниз очень резко: полоса делокализации раскрывается скачком. Появившись, она сразу охватывает интервал энергий, в 2–3 раза превышающий энергию связи изолированного  $D^-$ -центра ( $\epsilon_i \sim 2$  мэВ).

5. Увеличение фонового излучения (переход от  $\Phi_1$  к  $\Phi_2$ ) приводит к увеличению  $E_c$ . Скачок  $\epsilon_\mu$  при этом становится меньше, а максимальная полоса делокализации, по-видимому, уже (продвинуться в большие значения  $E$  мешает начинающийся пробой мелких примесей). Это объясняется тем, что при  $\Phi_2$  фон больше и, соответственно, больше концентрация заряженных центров. Энергетический разброс  $W$  увеличивается, и  $D^-$ -состояния становятся более локализованными. Для возникновения делокализации теперь требуются большие  $E$ . Таким образом, сравнение результатов, полученных при разных фильтрах, свидетельствует об одновременном проявлении андерсоновского и полевого механизмов делокализации.

Отметим, что при  $E > E_c$  в таких образцах возникает примесная проводимость, быстро возрастающая с ростом  $E$ . Согласно [4], эта проводимость обусловлена появлением в  $D^-$ -состояниях электронов, оторвавшихся от нейтральных примесных центров. Очевидно, что при этом концентрация заряженных центров возрастает и, следовательно, возрастают флуктуации потенциала. Несмотря на это, делокализация отчетливо наблюдается, то есть влияние поля оказывается сильнее, чем увеличение разброса  $W$ .

Возможно, что это возрастание флуктуаций является одной из причин того, что порог  $\epsilon_\mu(E)$  после резкого скачка замедляет свое движение и с ростом  $E$  стремится к некоторому предельному значению: увеличение флуктуационного разброса и полевой механизм делокализации, действуя в противоположных направлениях, "уравновешивают" друг друга.

Настоящая работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-06289а).

- 
1. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
  2. T.R.Kirkpatrick, *Phys. Rev.* В **33**, 780 (1986).
  3. А.П.Мельников, Ю.А.Гурвич, Л.Н.Шестаков, Е.М.Гершензон, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 89 (1996).
  4. Yu.A.Gurvich, A.P.Melnikov, L.N.Shestakov, and E.M.Gershenson, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 717 (1995).