

06.2;06.3

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ АЛМАЗЕ

© Ю.В.Воробьев, В.Н.Затарченко,  
Р.В.Затарченко, Б.К.Рао

Изучена равновесная и неравновесная электропроводность синтетического алмаза в области температур 300–400 К в слабом и сильном электрическом поле, а также его оптические характеристики. Показано, что в неравновесных процессах проявляются локальные центры двух типов: акцепторы с уровнем  $E_V + 0.4$  эВ и доноры с уровнем приблизительно посередине запрещенной зоны. Как темновая, так и фотопроводимость переносится дырками. Обнаружено уменьшение глубины акцепторных центров в сильном электрическом поле, которое можно связать с полевой ионизацией возбужденных состояний водородоподобного центра.

Полупроводниковые свойства алмаза давно привлекают внимание исследователей (см., например, [1–4]); при этом наибольший интерес вызывают высокотемпературные и высокополевые эффекты ввиду уникальных тепловых свойств алмаза и особенностей энергетического спектра запрещенной зоны. В работе изучена фотопроводимость алмаза при комнатной температуре и выше в электрических полях  $10^2$ – $10^4$  В/см; попутно исследована темновая проводимость и основные оптические характеристики. Работа выполнена на материале производства фирмы SUMIMOTO ELECTRIC (тип UP3012). При измерении электропроводности и фотопроводимости использовались прижимные (емкостные) контакты, на переменном сигнале измерялся объемный ток проводимости; частота подбиралась так, чтобы емкостная проводимость контактов была достаточно велика и не влияла на результат.

Темновая проводимость ( $\sigma \sim 10^{-7}$  Ом $^{-1}$  · см $^{-1}$ ) *p*-типа определяется введенной при выращивании примесью бора; в области температур 300–400 К электропроводность экспоненциально растет с энергией активации 0.4 эВ. Согласно литературным данным, эта энергия соответствует глубине акцепторного уровня бора по отношению к валентной (*V*) зоне [3]; отсюда следует [5], что в изученном материале акцепторный уровень в значительной степени компенсирован, т. е. имеются донорные центры в сравнимом с акцепторами количестве. Для получения информации об этих центрах изучены оптические свойства материала.

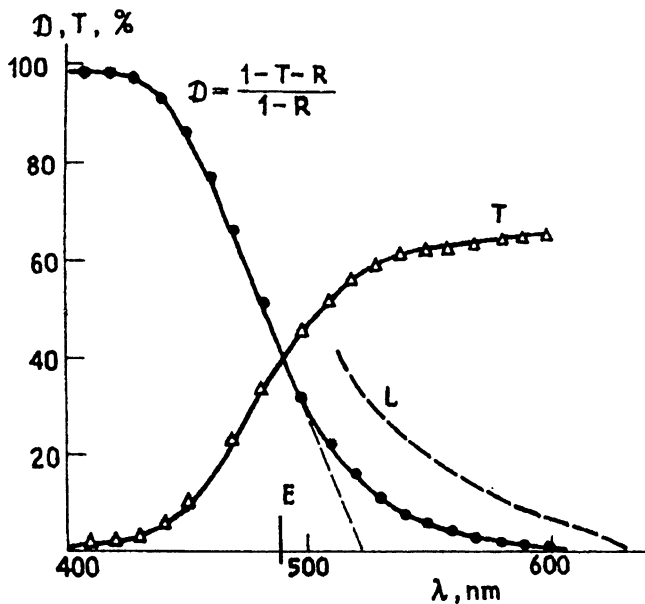


Рис. 1. Спектры пропускания ( $T$ ), поглощения ( $D$ ) и люминесценции ( $L$ ) алмаза;  $B$  — положение лазерной линии возбуждения люминесценции.

**Оптические характеристики** (пропускание  $T$ , поглощение  $D$  и люминесценция  $L$ ) представлены на рис. 1 для спектральной области 400–600 нм. В спектре поглощения ярко выражена коротковолновая полоса с красной границей 525 нм (2.36 эВ). В согласии с литературными данными [3] ее можно связать с возбуждением валентных электронов на уровне дислокаций, расположенные примерно на 2.36 эВ выше края  $V$ -зоны; эти уровни ответственны за компенсацию или в образце имеются другие донорные центры, в рамках настоящей работы не исследовано. При возбуждении кристалла лазерным излучением с длиной волны 488 нм наблюдается длинноволновый край люминесцентной полосы (рис. 1), максимуму которой отвечает энергия кванта не менее 2.5 эВ. Можно связать эту полосу с переходами электронов из  $C'$ -зоны на уровни дислокаций.

**Фотопроводимость** измерялась в направлении, параллельном направлению распространения возбуждающего света (продольная) и в поперечном направлении (поперечная). В первом случае обнаружено, что при интенсивном возбуждении сильно поглощаемым ультрафиолетовым светом, проходящим через полупрозрачный электрод, величина фототока слабо зависит от полярности приложенного к образцу напряжения при поле, меньшем, чем 3000 В/см; в

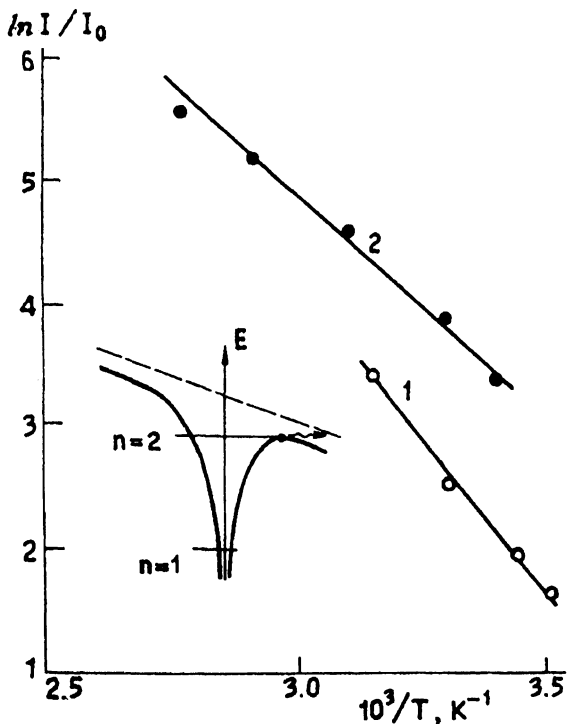


Рис. 2. Температурная зависимость фототока в слабом (1) и сильном (2) электрическом поле и схема водородоподобного центра в сильном поле.

большем поле максимальный фототок наблюдается при “+” на полупрозрачном электроде. Это означает (см. [6]), что фототок, как и темновой ток, переносится дырками.

Поперечная фотопроводимость, измеренная при слабом однородном возбуждении, представлена на рис. 2: кривая 1 отвечает полю порядка 100 В/см, кривая 2 — 1000 В/см. Видно, что в обоих случаях фототок экспоненциально растет с ростом температуры. В слабом поле энергия активации составляет 0.4 эВ (как и для темновой проводимости), в сильном — уменьшается до 0.3 эВ. Величина фотопроводимости сравнима с величиной темновой проводимости.

Описанные измерения фотопроводимости проводились при модулированном освещении; в отсутствие модуляции при напряженности поля в образце выше 1000 В/см состояние образца электрически неустойчиво, наблюдаются медленные (с периодом до минуты) колебания тока на 20–30%. При измерениях после длительного выдерживания образца в темноте наблюдались более высокочастотные (поряд-

ка 1 кГц) колебания пилообразной формы с амплитудой того же порядка.

**Обсуждение** описанных особенностей неравновесных процессов мы основываем на рекомбинационной схеме, включающей два упомянутых уровня локальных центров в запрещенной зоне  $E_V + 0.4$  и  $E_V + 2.36$  эВ. Значительная темновая проводимость свидетельствует об относительно высоком темпе обмена электронами между  $V$ -зоной и акцепторами. Это позволяет считать, что последние проявляются в фотопроводимости как уровни прилипания для дырок. Полагая, что рекомбинация возбужденных электронов с дырками происходит через глубокие уровни дислокаций, запишем приближенно условие нейтральности образца в виде

$$n_d + n_a = N_d, \quad (1)$$

где в левой части учтены соответственно концентрации электронов на донорных и акцепторных уровнях, в правой части — концентрация доноров (считаем, что свободными дырками и электронами в сравнении с этими концентрациями можно пренебречь). В темноте  $n_a \approx N_d$ . Условие равновесного обмена между валентной зоной и акцепторами при фотовозбуждении запишем (для малого заполнения акцепторов, т. е.  $n_a \ll N_a$ ,  $N_a$  — концентрация акцепторов):

$$G = N_d \cdot p \cdot v \cdot S_a = n_a(p + \Delta p) \cdot v \cdot S_a, \quad (2)$$

где  $G$  — темп тепловой генерации дырок,  $v$  — тепловая скорость дырок,  $p$  — их равновесная концентрация,  $\Delta p$  — неравновесная концентрация,  $S_a$  — сечение захвата дырки на акцептор. Темп тепловой генерации не меняется при фотовозбуждении, соответственно постоянна и скорость обратного процесса. Из (2) и (1) имеем

$$\Delta p = (n_d/n_a)p.$$

При достаточно интенсивном фотовозбуждении и наличии двойных оптических переходов отношение  $n_d/n_a$  определяется степенью оптической перезарядки примеси (мы наблюдали соответствующую медленную реакцию проводимости на освещение) и не зависит от температуры. Поэтому температурная зависимость фототока, как и темнового тока, определяется положением акцепторного уровня по отношению к  $V$ -зоне. Исходя из концепции прилипания [7], делаем вывод, что с ростом температуры растёт отношение числа свободных и “прилипших” дырок.

Изменение энергии активации в сильном поле означает уменьшение глубины акцепторного центра. Считая центры водородоподобными, указанное уменьшение глубины

можем связать с ионизацией возбужденных состояний центра (рис. 2): в сильном электрическом поле для ионизации центра достаточно перевести электрон из основного в первое возбужденное состояние, после чего следует туннельный переход в  $C$ -зону. Соответствующее уменьшение энергии ионизации составляет  $(n_1/n_2)^2$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — квантовые числа 1 и 2, т. е. 25%. Как раз таково относительное уменьшение энергии активации температурной зависимости фототока, наблюдаемое на опыте. Согласно [8], возбужденные состояния примеси бора в алмазе проявляются в измерениях по DLTS-методике.

Эффекты неустойчивости мы связываем с тепловым пробоем высокоомных областей образца: это объясняет как медленные изменения тока при приложении поля, так и пилообразные колебания более высокой частоты, которые носят релаксационный характер и обусловлены периодической подзарядкой емкости высокоомной области после обратного пробоя.

### Список литературы

- [1] Вавилов В.С. // УФН. 1994. Т. 164. № 3. С. 287–295.
- [2] Чукова Ю.П. Тайны алмаза. М.: Знание, 1988. 64 с.
- [3] Алмаз в электронной технике / Сб. статей под ред. В.Б. Кваскова. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.
- [4] Pappas D., Rao B.K., Zakharchenko R.V., Vorobiev Yu.V. Abstracts of 1995 Fall Meeting MRS. Boston (USA), 1995. P. 690.
- [5] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 560 с.
- [6] Воробьев Ю.В. // ФТП. 1971. Т. 5. № 4. С. 596–602.
- [7] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966. 192 с.
- [8] Clesener J.W. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 2. P. 217–220.

Национальный технический  
университет (КПИ)  
Киев, Украина

Поступило в Редакцию  
15 апреля 1996 г.

Университет Виргиния, Ричмонд, США  
(Virginia Commonwealth University,  
Richmond, Virginia, VA 23284–9005 USA)  
Институт физики  
полупроводников НАН Украины  
Киев, Украина