

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ  
В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ АЛМАЗЕ

Баранский П. И., Торипный В. И., Чипенко Г. В.

Прыжковую проводимость в алмазе изучали в ряде работ [1-4]. Неправильная форма кристаллов и недостаточная степень их совершенства [1-3] не позволяли с необходимой надежностью определить удельное сопротивление прыжковой проводимости  $\rho_3$  и его зависимость от концентрации акцепторов ( $N_A$ ), а также эффективный боровский радиус дырки на акцепторе ( $a$ ), значение которого до настоящего момента не известно. Поэтому для достижения удовлетворительного согласия между экспериментом и теорией в работе [3] использовано значение  $a=2 \cdot 10^{-7}$  см, а в работе [4] обработку экспериментальных данных проводили, исходя из значения  $a=1 \cdot 10^{-7}$  см.

В данном сообщении изучение прыжковой проводимости полупроводникового алмаза проводили с целью определения эффективного боровского радиуса дырки на акцепторе.

Исследования выполняли на монокристаллах синтетического алмаза кубического габитуса, легированных бором, которые, как показано в работе [6], более совершенны, чем монокристаллы кубооктаэдрического габитуса. Для измерений отбирали наиболее однородные образцы, концентрация акцепторов в которых находилась в пределах от  $3 \cdot 10^{17}$  до  $2 \cdot 10^{20}$  см $^{-3}$ . Измерение сопротивления образцов ( $R$ ) выполняли в интервале температур от 63 до 500 К в динамическом режиме, что позволяло измерять  $R(T)$  в области прыжковой проводимости в 60—70 точках за время 50—70 мин. Напряжение на образце было постоянным, поле не превышало 30 В/см. На рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления, полученные в двух независимых опытах (кривые 1, 2) с одним и тем же образцом ИСМ15 с временным интервалом в одну неделю. Достигнутая повторяемость результатов, получаемых при динамическом режиме измерений, позволяла определять энергию активации прыжковой проводимости  $E_3$  с погрешностью, не превышавшей  $\pm 2\%$ . Значения сопротивления при одной и той же температуре в процессе охлаждения или отогрева образца различались не более чем на 1.5%. Определение  $E_3$  выполняли, согласно [6], по максимальному наклону кривой  $\ln R(1/T)$ , наблюдаемому при  $T \leq 90-100$  К. Это требование в работах [1, 2, 7] (авторы которых измеряли температурную зависимость сопротивления в области  $T \geq 80$  К) не было выполнено. Этим же недостатком страдают и данные авторов [2], изложенные в работе [8, с. 235—240].

Для синтетических полупроводниковых алмазов в настоящее время недостаточно известны значения ряда параметров, с помощью которых можно было бы определить концентрации акцепторов, доноров и степень компенсации по результатам холловских измерений. Поэтому оценка степени компенсации  $K=N_A/N_D$  в нашем случае была выполнена по характеру спектров ИК поглощения, температурных зависимостей сопротивления и подвижности дырок. Для образцов серии 1 с  $K \leq 0.1$  концентрацию акцепторов определяли, используя зависимость [6]

$$E_3 = 0.99e^2 N_A^{1/3} / \kappa, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\kappa$  — диэлектрическая постоянная. Оценку  $N_A$  для образцов серии 2, у которых энергия ионизации акцепторов  $E_1$  составляла  $(0.4 \div 0.7)E_0$ , где  $E_0 = 0.37$  эВ, выполняли, используя соотношение

$$E_1 = E_0 - \beta N_A^{1/3}. \quad (2)$$

Для различных полупроводниковых материалов коэффициент  $\beta \approx 4 \cdot 10^{-8}$  эВ·см [9].

Используя экспериментальные значения  $\rho_3$  и полученные из расчетов значения  $N_A$ , построили зависимость  $\ln \rho_3 = f(N_A^{-1/3})$ , представленную на рис. 2. Для водородоподобной волновой функции примесного атома

$$\rho_3 = \rho_0 \exp(\alpha / N_A^{1/3} a). \quad (3)$$

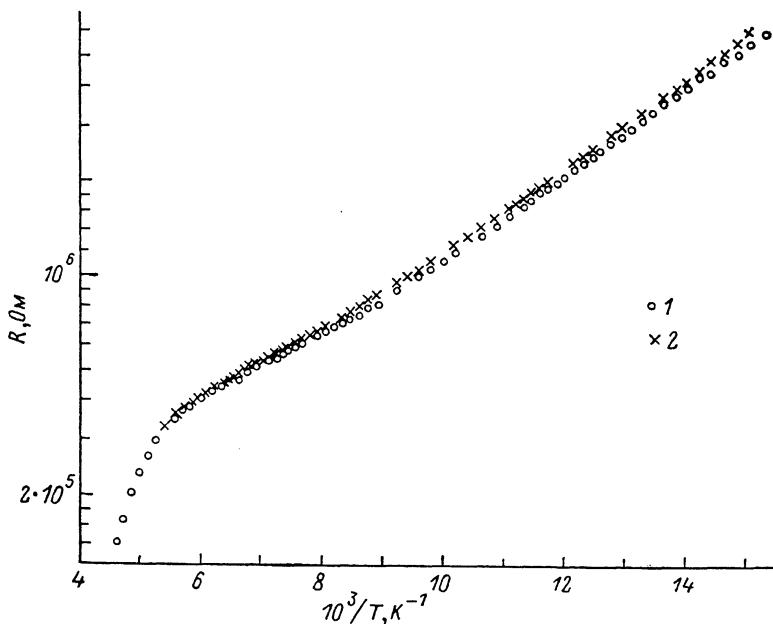


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления для образца ИСМ 15, полученные в разное время.

Выражение (3) позволяет определить наклон  $\alpha/a$  полученной нами зависимости, где  $1.76 \leq \alpha \leq 2.1$  [10], а по наиболее часто встречающимся экспериментальным данным  $\alpha = 1.8$  при  $K \leq 0.7$  [11]. Обработка полученных нами результатов с привлечением данных для некоторых синтетических алмазов [1] (серия 3) и природного полупроводникового алмаза [12] (образец 4) показала, что при  $\alpha = 1.8$  приведенные результаты хорошо описываются выражением (3) при значениях  $\ln \rho_0 = -(6.8 \pm 0.6)$  и  $a = (11.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-8}$  см. Для  $n$ -GaAs  $\ln \rho_0 = -8.06$ , а для германия  $-6.9$  [13, 14].

Экспериментальные точки для образцов серии 2 расположены выше зависимости (2). Этот факт наблюдали для других полупроводниковых материалов при  $N_A > N_{\max}$  и слабой компенсации, т. е. тогда же, когда зависимость  $E_3(N_A^{1/3})$  начинает уменьшаться. Согласно [10], значение  $N_{\max}$  оценивают, исходя из соотношения

$$N_{\max} a^3 \approx 0.002. \quad (4)$$

Используя это соотношение и значение  $a = 11.9 \cdot 10^{-8}$  см, получим для рассматриваемого случая  $N_{\max} \approx 1.2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . Однако для образцов серии 1 при  $N_A = 1.4 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$   $E_3$  составляет 29 мэВ и не является максимальным (ранее наблюдавшееся в [1, 8], как и в наших опытах, максимальное значение  $E_3 = 32 \div 33$  мэВ). Таким  $E_3$  соответствует  $\ln \rho_3 \approx 2 \div 3$ . Для этой величины, исходя

из зависимости, представленной на рис. 2, находим  $[N_{\max} \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а используя (3), получим  $a_{\max} \approx 7 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ .

Одной из причин отличия значения  $a$  от  $a_{\max}$  может быть проявление гофрированности изоэнергетических поверхностей. Проведенный согласно [11] расчет относительной амплитуды ( $\Delta_a$ ) колебаний характерной длины  $a$  для алмаза с использованием параметров Латтинжера  $\gamma_1=2.2$ ,  $\gamma_2=-0.12$ ,  $\gamma_3=0.87$  [16] дает  $\Delta_a=0.3$ , тогда как для кремния эта величина составляет 0.2 [11]. Выполненные нами расчеты позволили определить параметры Латтинжера, несколько отличные от приведенных выше:  $\gamma_1=2.53$ ;  $\gamma_2=0.14$ ,  $\gamma_3=0.78$ , которым соответствует, естественно, и иная относительная амплитуда колебаний  $\Delta_a=0.17$ . Такое значение  $\Delta_a$  позволяет надеяться, что для алмаза, как и для кремния (характеризуемого значением  $\Delta_a=0.2$  [11]), должно быть вполне приемлемым сферическое приближение, в рамках которого радиус примесного состояния  $a_{\text{эфф}} = \hbar / (2m_l E_0)^{1/2}$ , где  $m_l$  — масса легкой дырки. Используя полученные значения параметров Латтинжера и различные приближения [16, 17], определили, что  $m_l \approx 0.28m_0$ , тогда, как и для массы тяжелой дырки, наблюдается существенный разброс значений — от  $0.7m_0$  до  $1.3m_0$ . С учетом  $m_l=0.28m_0$  получаем  $a_{\text{эфф}} = 6.1 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ , что хорошо согласуется со значением  $a_{\max}$ .

При изучении других полупроводниковых материалов, особенно в случае  $p$ -

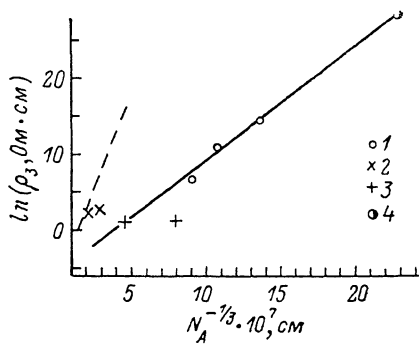


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления прыжковой проводимости от концентрации акцепторов.

1, 2 — наши данные, 3 — [1], 4 — [12]. Штриховая кривая соответствует  $\alpha=1.8$  и  $\alpha=3.5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ .

и  $p$ -Ge [11], результаты исследования прыжковой проводимости хорошо объясняются в рамках подхода более общего характера, чем приближение эффективной массы [11]. Этот подход также опирается на применение критерия  $a_0 a_{\text{эфф}}^{-1} \ll 1$ . Однако в случае алмаза ( $a_0=3.56 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  — постоянная решетки) упомянутый критерий выполняется не совсем строго:  $a_0 a_{\text{эфф}}^{-1} \approx 0.5$ . Вероятно, по этой причине и наблюдается отличие  $a$  от  $a_{\text{эфф}}$  для полупроводникового алмаза.

Авторы выражают свою признательность Л. А. Шульману за полезные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

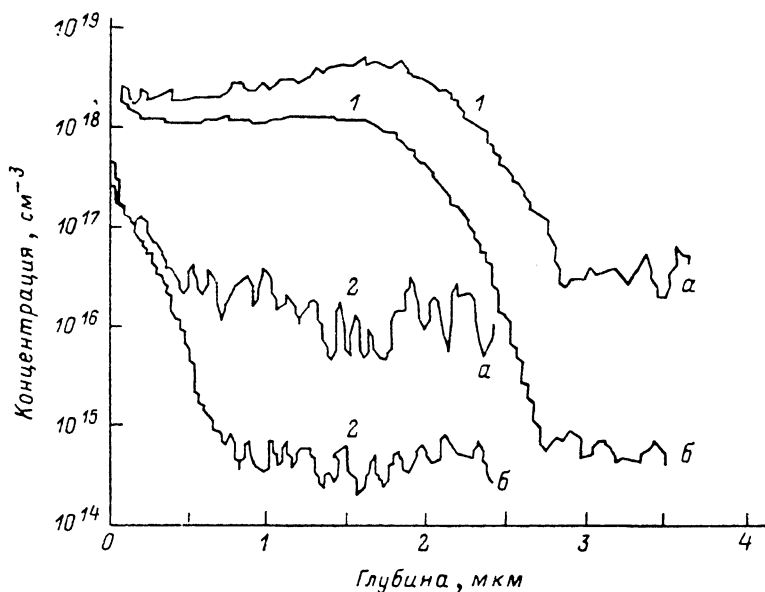
- [1] Williams A. W. S., Lightowers E. C., Collins A. T. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1970, v. 3, N 8, p. 1727—1735.
- [2] Вишневский А. С., Гонтарь А. Г. — ФТП, 1977, т. 11, в. 10, с. 2024—2026.
- [3] Massarani B., Bourgoïn J. C., Chrenko R. M. — Phys. Rev. B, 1978, v. 17, N 4, p. 1758—1769.
- [4] Вишневский А. С., Гонтарь А. Г., Торишний В. И., Шульженко А. А. — ФТП, 1981, т. 15, в. 6, с. 1145—1149.
- [5] Баранский П. И., Малоголовец В. Г., Торишний В. И., Чипенко Г. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 75—79.
- [6] Шкловский Б. И., Шлимак В. С. — ФТП, 1972, т. 6, в. 1, с. 129—134.
- [7] Ротвер Ю. М., Преснов В. А., Соколова Т. К. и др. — Алмазы и сверхтвердые материалы, 1975, № 12, с. 1—4.
- [8] Алешин В. Г., Андреев В. Д., Богатырева Г. П. и др. Синтетические сверхтвердые материалы, т. 1. Киев, 1986. 280 с.
- [9] Иванова Г. Н., Недеогло Д. Д. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 37—40.
- [10] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. — ФТП, 1980, т. 14, в. 5, с. 825—858.
- [11] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [12] The Properties of Diamond / Ed. by J. E. Field. London, 1979. 674 p.
- [13] Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Наследов Д. Н. и др. — ФТП, 1973, т. 7, в. 10, с. 1919—1924.
- [14] Шкловский Б. И. — ФТП, 1972, т. 6, в. 7, с. 1197—1226.
- [15] Bashenov V. K., Gontar A. G., Petukhov A. G. — Phys. St. Sol. (b), 1981, v. 108, N 2, p. K139—K142.

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

## К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ПАССИВАЦИИ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ АТОМАРНЫМ ВОДОРОДОМ

Омельяновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я.,  
Бородина О. М., Наливайко И. И.

Пассивация мелких доноров в арсениде галлия атомарным водородом впервые наблюдалась в работе [1]. Более детальные исследования были проведены авторами [2-4]. В частности, в [3, 4] делались попытки установить корреляцию



Профили МСВИ дейтерия (а) и кремния (б) в двух образцах GaAs:Si с исходными концентрациями электронов  $4 \cdot 10^{18}$  (1) и  $2 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  (2).

между профилем запассивированных доноров и профилем водорода (точнее, дейтерия), снятым методом масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ). Результаты получились довольно противоречивыми. В одном случае сообщается об однозначной корреляции между этими профилями [4], в другом же такая корреляция не обнаружена [3]. Поскольку это важно для понимания механизма пассивации доноров и механизма диффузии водорода в GaAs, мы попытались более полно разобраться в этом вопросе.

Образцы для исследований представляли собой эпитаксиальные пленки  $n$ -GaAs, выращенные методом MOCVD на полуизолирующих подложках  $i$ -GaAs. Пленки были легированы кремнием в процессе роста, и концентрации свободных электронов, по данным измерений методом Ван-дер-Пау, составляли в них  $1 \cdot 10^{16}$ — $5 \cdot 10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ . Толщины пленок варьировались в пределах 1—7 мкм.

Введение атомарного дейтерия в образцы GaAs осуществлялось из микро-волнового разряда (источник подробно описан в [5]). Температура гидрогениза-