

## Методы определения ширины запрещенной зоны полупроводниковых структур с $p$ – $n$ -переходами

© И.М. Викулин, Б.В. Коробицын, С.К. Крисский

Академия связи Украины,  
65021 Одесса, Украина  
E-mail: kriskiv2@yandex.ua

(Получена 26 ноября 2015 г. Принята к печати 8 февраля 2016 г.)

Показана возможность определения ширины запрещенной зоны гомогенных  $p$ – $n$ -структур по свойствам вольт-амперных характеристик при двух температурах: комнатной и повышенной на 30–50°С. Получена рабочая формула для расчета и показано практическое ее применение для определения ширины запрещенной зоны на примерах  $p$ – $n$ -структур из кремния, арсенида галлия и фосфида галлия. Полученные результаты с погрешностью до 1% согласуются с общепринятыми. Показана также возможность определения ширины запрещенной зоны гомогенных  $p$ – $n$ -структур по вольт-фарадным характеристикам, измеренным при указанных температурах.

Главным фундаментальным параметром полупроводника является ширина запрещенной зоны  $E_g$ , а ее знание позволяет прогнозировать основные эксплуатационные параметры создаваемых полупроводниковых приборов [1]. Поэтому определение  $E_g$ , если она не известна, есть главная задача физики и технологии полупроводников.

Задача определения  $E_g$  полупроводника может возникнуть в случаях утери таких данных и, что особенно важно, при работе с полупроводниковыми твердыми растворами, в которых  $E_g$  зависит от состава [2]. Состав же твердых растворов в кристаллах, как правило, изменяется по толщине в связи с истощением раствора-расплава в процессе роста кристалла, а также в связи с температурной зависимостью коэффициентов сегрегации компонентов [3].

Техника и методика определения  $E_g$  однородных кристаллов, хотя и не всегда проста, достаточно хорошо разработана. Это может быть результатом измерения спектра оптического поглощения в области края фундаментальной полосы. Но для этого требуется наличие соответствующей оптической аппаратуры, чувствительного приемного устройства и очень тонких образцов исследуемого вещества [4]. На такой же аппаратуре можно измерить спектр фотопроводимости и определить  $E_g$  по положению ее максимума [5]. Можно также определить  $E_g$  по температурной зависимости проводимости полупроводника [6]. Трудности этого метода связаны с априорной неопределенностью температурного интервала измерений, трудностью установления участка собственной проводимости и, главное, необходимостью сильного нагревания образца в случае широкозонного полупроводника и сложностью приведения результатов к рабочим температурам.

Все упомянутые методы могут быть реализованы только на специально приготовленных однородных образцах. Для определения  $E_g$  материала готовых гомогенных  $p$ – $n$ -структур эти методы непригодны. В готовой  $p$ – $n$ -структуре можно определить  $E_g$  по спектру фото-

вольт-амперного эффекта, что требует наличия сложной оптической аппаратуры [7]. Можно метод исследования  $p$ – $n$ -структур применить и к однородным полупроводникам, предварительно создав в них, например, сплавной  $p$ – $n$ -переход.

Нами предлагается доступный метод определения  $E_g$  гомогенных  $p$ – $n$ -структур по измеренным вольт-амперным характеристикам (ВАХ) при двух невысоких температурах.

Суть метода в следующем. Контактная разность потенциалов  $\varphi_c$  в  $p$ – $n$ -переходе, находящемся в термодинамическом равновесии,

$$\varphi_c = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{p_p n_n}{n_i^2} \right), \quad (1)$$

где  $n_n$  и  $p_p$  — концентрация основных носителей в  $n$ - и  $p$ -областях,  $n_i$  — концентрация собственных носителей,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $e$  — заряд электрона.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ)  $p$ – $n$ -перехода для малых токов обычно имеет вид

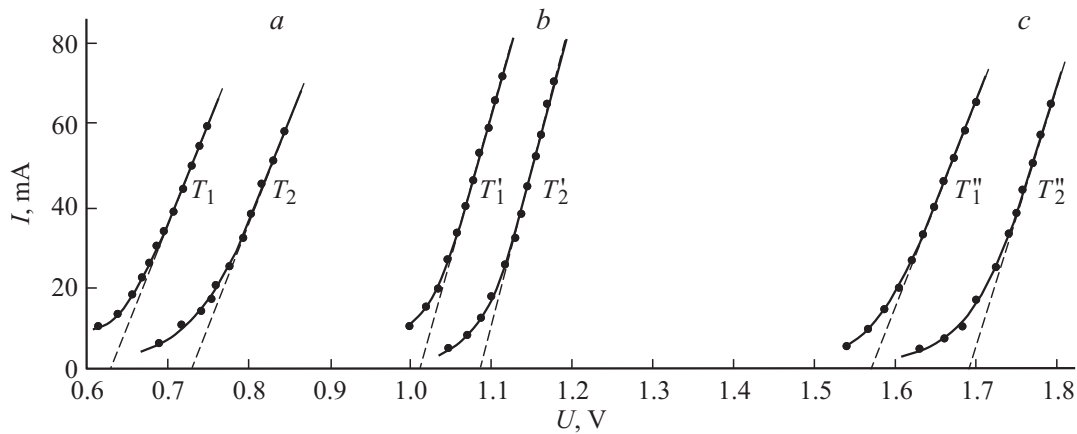
$$j = j_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (2)$$

где  $j$  — плотность тока,  $j_s$  — плотность обратного тока насыщения,  $U$  — приложенное напряжение,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $e$  — заряд электрона,  $\beta$  — коэффициент в пределах 1–2.

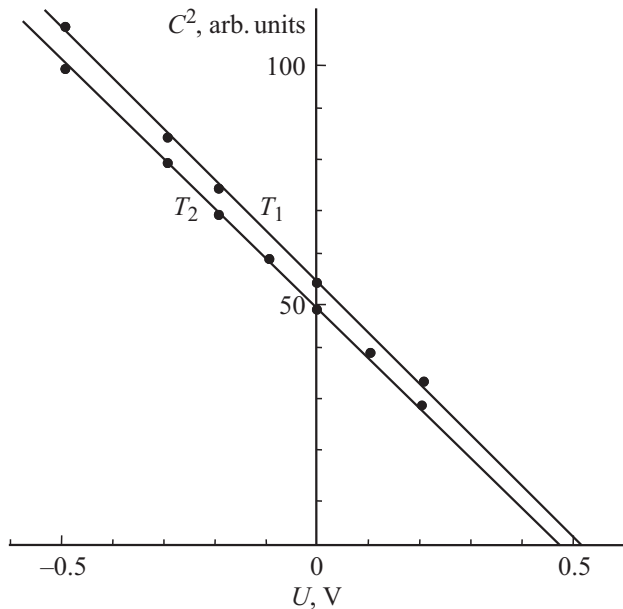
ВАХ для больших прямых токов можно представить в виде

$$I = \frac{U - \varphi_c}{R_r}, \quad (3)$$

где  $I$  — ток через  $p$ – $n$ -переход,  $U$  — приложенное напряжение,  $R_r$  — остаточное сопротивление. Изредка у высокоэффективных светодиодов нечетко выражен линейный участок ВАХ, что может повлечь за собой погрешность в определении  $U_{\text{cut}}^I$ . Так как  $(U - \varphi_c) \geq 0$ , то при  $I = 0$  ( $U - \varphi_c = 0$ ), или  $\varphi_c = U = U_{\text{cut}}^I$ , где  $U_{\text{cut}}^I$  — токовое напряжение отсечки.



**Рис. 1.**  $a$  — вольт-амперные характеристики кремниевого диода при температурах  $T_1 = 22^\circ\text{C}$  и  $T_2 = 80^\circ\text{C}$ ;  $b$  — вольт-амперная характеристика арсенид-галлиевого диода при температурах  $T'_1 = 23^\circ\text{C}$  и  $T'_2 = 73^\circ\text{C}$ ;  $c$  — вольт-амперная характеристика фосфид-галлиевого диода при температурах  $T''_1 = 23^\circ\text{C}$  и  $T''_2 = 73^\circ\text{C}$ .



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики кремниевого диода при температурах  $T_1 = 22^\circ\text{C}$  и  $T_2 = 43^\circ\text{C}$ .

Графики прямой ветви ВАХ при двух температурах показаны на рис. 1. Экстраполяцией линейных участков к нулю тока получаем два значения токовых напряжений отсечки:  $U_{\text{cut}1}^I$  и  $U_{\text{cut}2}^I$ . По наклону линейного участка ВАХ можно определить остаточное сопротивление  $p$ – $n$ -структуры для  $T_1$  и  $T_2$ :

$$R_r = \frac{U_2 - U_1}{I_2 - I_1}. \quad (4)$$

$R_r$  в некоторых  $p$ – $n$ -структурах может несколько зависеть от температуры в связи с зависимостью от температуры подвижности основных носителей. Однако это не влияет на точность определения  $U_{\text{cut}}^I$ .

Как показано выше, высота потенциального барьера  $p$ – $n$ -структуры — контактная разность потенциалов равна токовому напряжению отсечки:

$$\varphi_c = U_{\text{cut}}^I. \quad (5)$$

Для двух температур получим

$$\varphi_{c1} = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_n p_p}{n_{i1}^2}, \quad \varphi_{c2} = \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_n p_p}{n_{i2}^2}. \quad (6)$$

В используемом интервале температур  $n_n = N_D$ ,  $p_p = N_A$  ( $N_D$  и  $N_A$  — концентрации доноров и акцепторов), и они постоянны.

$$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (7)$$

где  $N_C$  и  $N_V$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно.

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (8)$$

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

где  $m_n$  — эффективная масса электронов,  $m_p$  — эффективная масса дырок,  $T$  — абсолютная температура. В выражениях (8) и (9) все величины, кроме температуры  $T$ , постоянны, поэтому  $n_i^2$  можно представить в виде:

$$n_{i1}^2 = B T_1^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT_1}\right), \quad (10)$$

$$n_{i2}^2 = B T_2^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT_2}\right). \quad (11)$$

Для наиболее распространенных полупроводников в интервале температур около  $50^\circ\text{C}$   $E_g$  изменяется несущественно ( $< 1\%$ ) [8], и будем считать ее постоянной

для данного материала. Это оправдано еще и тем, что соответствует рабочим температурам полупроводниковых приборов. Такое допущение широко используется [6, 9].

Тогда выражения (6) и (7) можно записать в виде:

$$\begin{aligned}\varphi_{c1} &= \frac{kT_1}{e} \ln \left( CT_1^{-3} \exp \frac{E_g}{kT_1} \right) \\ &= \frac{kT_1}{e} \left( \ln C - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1} \right),\end{aligned}\quad (12)$$

$$\begin{aligned}\varphi_{c2} &= \frac{kT_2}{e} \ln \left( CT_2^{-3} \exp \frac{E_g}{kT_2} \right) \\ &= \frac{kT_2}{e} \left( \ln C - 3 \ln T_2 + \frac{E_g}{kT_2} \right),\end{aligned}\quad (13)$$

где  $C = \frac{n_n p_p}{B}$  — константа.

Далее,

$$\frac{e}{kT_1} \varphi_{c1} = \ln C - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1}, \quad (14)$$

$$\frac{e}{kT_2} \varphi_{c2} = \ln C - 3 \ln T_2 + \frac{E_g}{kT_2}. \quad (15)$$

Вычтем (15) из (14) и получим

$$\frac{e}{kT_1} \varphi_{c1} - \frac{e}{kT_2} \varphi_{c2} = 3 \ln T_2 - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1} - \frac{E_g}{kT_2}$$

или

$$\begin{aligned}\frac{e}{k} \left( \frac{\varphi_{c1}}{T_1} - \frac{\varphi_{c2}}{T_2} \right) &= 3 \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{E_g}{k} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \\ &= 3 \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{E_g}{k} \left( \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \right).\end{aligned}\quad (16)$$

Решим (16) относительно  $E_g$  и получим

$$E_g = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \left[ e \left( \frac{\varphi_{c1}}{T_1} - \frac{\varphi_{c2}}{T_2} \right) - 3k \ln \frac{T_2}{T_1} \right]. \quad (17)$$

Отсюда видно, что, измерив прямые ветви ВАХ при температурах  $T_1$  и  $T_2$ , определив  $\varphi_{c1} = U_{\text{cut}1}^I$  и  $\varphi_{c2} = U_{\text{cut}2}^I$  экстраполяцией линейных участков ВАХ к нулю тока, получим по (17) главную характеристику полупроводника — ширину запрещенной зоны, от которой зависят в основном электролюминесцентные и фотоэлектрические, а также другие свойства  $p$ – $n$ –структур.

При измерении ВАХ использовались: стабилизированный источник постоянного тока напряжением 5 В, десятиоборотный потенциометр сопротивлением 5 кОм, цифровой измеритель тока М890G, цифровой измеритель напряжения UT33D, термостат, питаемый стабилизированным напряжением, ртутный термометр с ценой деления 0.1 °С. Измерения проводились кратковременно, чтобы исключить заметный самопрогрев  $p$ – $n$ –структуры.

Результаты измерений ВАХ трех типов  $p$ – $n$ –структур в виде серийных диодов из кремния Д223, арсенида

галлия АЛ106, фосфида галлия 3Л341 при двух температурах представлены на рис. 1. Из графиков ВАХ видно, что  $R_r$  (наклон графиков) для кремния и арсенида галлия не зависит от температуры. Для фосфида галлия  $R_r$  немного увеличивается при нагревании, но это не влияет на определение  $U_{\text{cut}}^I$ .

Были получены следующие значения ширины запрещенной зоны:

- для кремния 1.14 эВ (принято 1.12 эВ),
- для арсенида галлия 1.43 эВ (принято 1.43 эВ),
- для фосфида галлия 2.27 эВ (принято 2.26 эВ).

Таким образом, отличие полученных значений  $E_g$  от общепринятых составляет менее 1%. Результаты измерений на германиевом диоде ФДЗ также укладываются в этот допуск. Здесь они не приводятся, чтобы не перегружать рисунки.

В интервалах использованных нами температур  $E_g$  изменяется менее чем на 1%, а значения напряжений отсечки изменяются не менее чем на 30%. Это говорит о высокой чувствительности метода и хорошей верности результатов.

Нам представилось интересным сравнить расчеты  $E_g$  по ВАХ, используя  $U_{\text{cut}}^I$ , с расчетами  $E_g$  по вольт-фарадным характеристикам (ВФХ), используя вместо токовых емкостные напряжения отсечки  $U_{\text{cut}}^C$ .

Измерения производились на частоте 1 МГц автоматическим цифровым прибором Е7-12, позволяющим подавать на  $p$ – $n$ –структуры постоянное смещение с шагом 0.1 В.

Емкость резкого  $p$ – $n$ –перехода [10]:

$$C = S \sqrt{\frac{e \varepsilon_0 \varepsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)(\varphi_c \pm U)}}, \quad (18)$$

где  $S$  — площадь  $p$ – $n$ –перехода,  $N_A$  и  $N_D$  — концентрации акцепторов и доноров соответственно,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varphi_c$  — контактная разность потенциалов,  $U$  — приложенное напряжение ( $U$  со знаком «–» в формуле (18) — для прямого смещения,  $U$  со знаком «+» — для обратного смещения).

В общем случае зависимость барьерной емкости от приложенного напряжения описывается уравнением [11]

$$C \sim (U_{\text{cut}}^C - U)^{-\frac{1}{\gamma}}, \quad (19)$$

где  $U_{\text{cut}}^C$  — емкостное напряжение отсечки,  $\gamma$  — характеристический коэффициент, равный 2 для резких и 3 для линейных  $p$ – $n$ –переходов. Для структур из кремния и арсенида галлия  $\gamma = 2$ , а из фосфида галлия  $\gamma = 3$ .

Из формулы (19) видно, что при  $U = -U_{\text{cut}}^C$   $C = \infty$  ( $\frac{1}{C^\gamma} = 0$ ). Это означает, что  $U_{\text{cut}}^C$  есть то значение напряжения, при котором  $\frac{1}{C^\gamma} = 0$ , и получить его можно экстраполяцией линейной зависимости  $C^{-\gamma}(U)$  к нулю.  $U_{\text{cut}}^C$  близко к  $U_{\text{cut}}^I$  и несколько меньше [12].

Измерения ВФХ провели на тех же структурах, на которых ранее измеряли ВАХ. Затем были построены

графики ВФХ в координатах  $C^{-\gamma} - U$  для кремниевых, арсенид-галлиевых и фосфид-галлиевых структур, из которых были найдены значения  $U_{\text{cut}}^C$ . В связи с большим сходством ВФХ и невозможностью раздельно показывать их на одном графике, посчитали целесообразным привести в данной статье только один график.

Графики ВФХ для кремниевого диода приведены на рис. 2. Были определены  $U_{\text{cut}}^C$  для двух температур, и по формуле (17), используя в качестве  $\varphi_c$  значения  $U_{\text{cut}}^C$ , были рассчитаны значения  $E_g$ .

Были получены следующие значения ширины запрещенной зоны:

- для кремния 1.11 эВ,
- для арсенида галлия 1.44 эВ,
- для фосфида галлия 2.21 эВ.

Таким образом, метод определения  $E_g$  по ВАХ применим как к резким, так и к плавным линейным  $p-n$ -структурам.

Из всего приведенного можно сделать вывод: по результатам измерений как ВАХ, так и ВФХ при двух температурах в пределах от комнатной до  $50-80^\circ\text{C}$ , найдя пару значений  $U_{\text{cut}}^I$  или  $U_{\text{cut}}^C$ , можно определить ширину запрещенной зоны гомогенной  $p-n$ -структуры.

Метод не трудоемок, не требует сложной аппаратуры и сильного нагревания образцов, дает результат с погрешностью не более 1% и не имеет ограничений по величине определяемой ширины запрещенной зоны.

## Список литературы

- [1] В.И. Фистуль. *Введение в физику полупроводников* (М., Высш. шк., 1975).
- [2] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника* (М., Мир, 1976).
- [3] В.М. Андреев, Х.М. Долгинов. *Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов* (М., Сов. радио, 1975).
- [4] И.В. Бондарь. ФТП, **49** (3), 1180 (2015).
- [5] А.И. Лебедев. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Физматлит, 2008).
- [6] К.В. Шалимова. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Энергоатомиздат, 1985). В.Л. Бонч-Брусевич, И.П. Звягин, И.В. Карпенко, А.П. Миронов. *Сборник задач по физике полупроводников* (М., Мир, 1987).
- [7] А. Амброзьяк. *Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов* (М., Сов. радио, 1970).
- [8] Ю. Питер, М. Кардона. *Основы физики полупроводников* (М., Физматлит, 2002).
- [9] А.Ф. Иоффе. *Введение в физику полупроводников* (М.; Л., Изд-во АН СССР, 1957).
- [10] В.И. Гаман. *Физика полупроводниковых приборов* (Томск, Изд-во НТЛ, 2000).
- [11] Ю.М. Бурдуков, С.С. Мескин, Д.Н. Наследов, Б.В. Царенков. РЭ, № 3, 468 (1965).
- [12] *Арсенид галлия. Получение, свойства и применение* (М., Наука, 1973).

Редактор Г.А. Оганесян

## Methods for determining the band-gap width of semiconductors with $p-n$ -transitions

I.M. Vikulin, B.V. Korobishin, S.K. Kriskiv

Odessa National Academy of Telecommunications  
name author A.S. Popov,  
65021 Odessa, Ukraine

**Abstract** A way of finding the band-gap energy in homogeneous  $p-n$ -structures using their volt-ampere characteristics for two temperatures is shown. A working design equation is obtained and examples of its applications to some silicon-, gallium arsenide- and gallium phosphide-based  $p-n$ -structures are given. The possibility of finding the band-gap energy in homogeneous  $p-n$ -structures through the volt-farad characteristics is shown as well.