

СВЯЗЬ МЕЖДУ ТЕМПЕРАТУРНЫМИ ЗАВИСИМОСТЯМИ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА И КОЭФФИЦИЕНТА НЕИДЕАЛЬНОСТИ ДИОДА ШОТТКИ

А.Р. АСЛАНОВА, З.И. ГАДЖИЕВ

Бакинский Государственный Университет

Az-1148, Баку, З.Халилава, 23.

В работе показано, что с ростом температуры в ограниченных интервалах действующая высота барьера реальных диодов Шоттки уменьшается, а коэффициент неидеальности его вольт-амперной характеристики увеличивается. Между высотой барьера и коэффициентом неидеальности существует линейная зависимость. Обнаруженные особенности объясняются возникновением дополнительного электрического поля в реальных диодах Шоттки.

It is shown that with the growing of temperature in limited intervals the acting barrier height of the real Schottky diodes decreases, but non-ideality factor of its volt-ampere characteristics increases. Between barrier heights and non-ideality factor the single-line dependency exists. Revealed particularities are explained the appearance of additional electrical field in the real Schottky diodes.

ВВЕДЕНИЕ.

Степень согласия между положениями теории токопрохождения в диодах Шоттки (ДШ) и экспериментальными результатами определяется обычно величиной коэффициента неидеальности, превышающей теоретически предсказанную единицу. Известно, что коэффициент неидеальности (β) входит в формулу, описывающую прямую ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) реальных ДШ структур:

$$I = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{\beta kT}\right) \quad (1)$$

Здесь все обозначения являются общепринятыми [1].

К исследованию расхождения β от единицы посвящено большое количество работ [2–6], в результате которого твердо установлены его некоторые особенности. Однако корреляция между β и высотой барьера в зависимости от температуры в литературе изучена недостаточно.

ТЕОРИЯ.

Есть основания [3] считать границу раздела (т.е. контактной поверхности) практически всех реальных ДШ, эмиссионно-неоднородной. Это, прежде всего, связано с ограниченностью геометрических размеров реальных контактов. В результате, вследствие электрического взаимодействия между контактной поверхностью и примыкающими к ней свободными поверхностями контактирующих материалов, потенциальный барьер не имеет постоянной высоты вдоль границы раздела, если даже локальная высота барьера (высота барьера участка, при определении которой не учитывается влияние потенциалов его окружающих поверхностей) будет одинакова вдоль поверхности контакта. В действительности же и локальные высоты барьера микроучастков реальных ДШ из-за ряда объективных причин имеют различные значения. Значит, ВАХ реальных ДШ и, следовательно, Φ_B и β являются интегральными.

Важная особенность эмиссионно-неоднородного ДШ заключается в том, что если при термодинамическом равновесии он имеет усредненную локальную высоту

барьера $\bar{\Phi}_B$, тогда при наличии внешнего напряжения изменения высот барьеров микроучастков с локальными высотами барьера больше $\bar{\Phi}_B$, определяются нормальным эффектом Шоттки, а меньше $\bar{\Phi}_B$ - аномальным эффектом Шоттки. Поэтому, если усредненную локальную высоту барьера для микроучастков с высотами барьеров меньше $\bar{\Phi}_B$ обозначить через Φ_{B1} , а для микроучастков с высотами барьеров больше $\bar{\Phi}_B$ - через Φ_{B2} , то любой эмиссионно-неоднородный ДШ можно представить как контакт, состоящий из двух частей. В этой связи, свойства реальных ДШ должны определяться по модели двухбарьерного ДШ [3], представленной на рис.2, согласно которой прямая ветвь ВАХ описывается формулой:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 = \\ &= S_1 AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_1}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{\beta_1 kT}\right) + \\ &+ S_2 AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_2}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{\beta_2 kT}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь β_1 и β_2 - усредненные коэффициенты неидеальности первой и второй части контакта с площадями S_1 и S_2 , соответственно. Поскольку между расстояниями максимумов потенциальных барьеров от поверхности металла существует соотношение $x_1 \gg x_2$ (рис.1), то имеет место и $\beta_1 > \beta_2$. Усредненные значения изменений высот потенциальных барьеров первой и второй части ДШ обозначены через $\Delta\Phi_1$ и $\Delta\Phi_2$, которые происходят вследствие электрического взаимодействия микроучастков и контактирующих материалов в целом.

Термические коэффициенты отдельных микроучастков ДШ могут иметь как положительные, так и отрицательные значения. Если обозначить усредненные термические коэффициенты через α_1 и α_2 для соответ-

вующих частей контакта, то Φ_{B1} и Φ_{B2} выражаются формулами:

$$\begin{aligned} \Phi_{B1} &= \Phi'_{B1} \pm \alpha_1 T \\ \Phi_{B2} &= \Phi'_{B2} \pm \alpha_2 T \end{aligned} \quad (3)$$

и

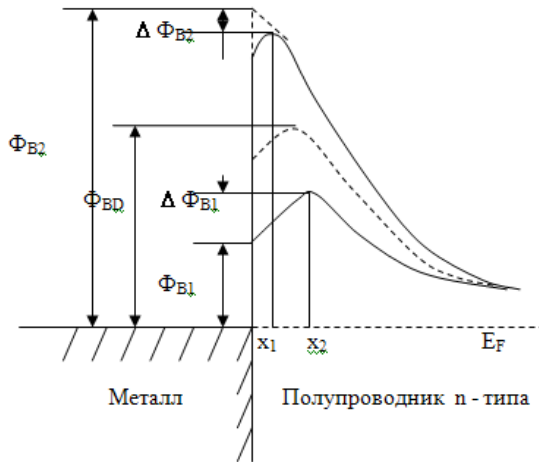


Рис.1. Энергетическая модель реального диода Шоттки.

Тогда, при учете формулы (3) в (2), получаем:

$$\begin{aligned} I &= S_1 A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi'_{B1} \pm \alpha_1 T + \Delta\Phi_1}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qU}{\beta_1 kT}\right) + \\ &+ S_2 A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi'_{B2} \pm \alpha_2 T - \Delta\Phi_2}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qU}{\beta_2 kT}\right) = (4) \\ &= S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BD}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qU}{\beta_D kT}\right) \end{aligned}$$

Как видно из (4), экспериментальные ВАХ реальных ДШ определяются следующими действующими параметрами: S_D , Φ_{BD} , β_D , величина которых может заметно отличаться от теоретически рассчитанных. При этом они становятся функциями температуры. Нетрудно заметить, что между Φ_{BD} и β_D существует определенная корреляция. Действительно, если при данной температуре ВАХ ДШ описывается, в основном, в первом слагаемом в формуле (4), тогда Φ_{BD} будет меньше, чем $\bar{\Phi}_B$ и величина β_D будет определяться аномальным эффектом Шоттки, согласно которому она существенно превышает единицу. А если же она описывается вторым слагаемым в (4), тогда Φ_{BD} будет больше, чем $\bar{\Phi}_B$ и величина β_D будет определяться нормальным эффектом Шоттки, согласно которому она немного превышает единицу. Значит, для одного и того же ДШ, чем выше становится действующая высота барьера, тем меньшее значение приобретает действующий коэффициент неидальности. Это

ярко выражается в том случае, если Φ_{BD} имеет значение, меньшее $\bar{\Phi}_B$ (рис.2)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Исследованы ВМП, созданных на основе никель-кремниевых структур с диаметром 200 мкм в интервале температур 140-400 К. Кремниевые пластинки с ориентацией поверхности (111) имели удельное сопротивление 1 Ом.см. Измерение ВАХ в интервале температур 141-292К хорошо описывались формулой (1), с помощью которой были определены высота барьера Φ_B и коэффициент β .

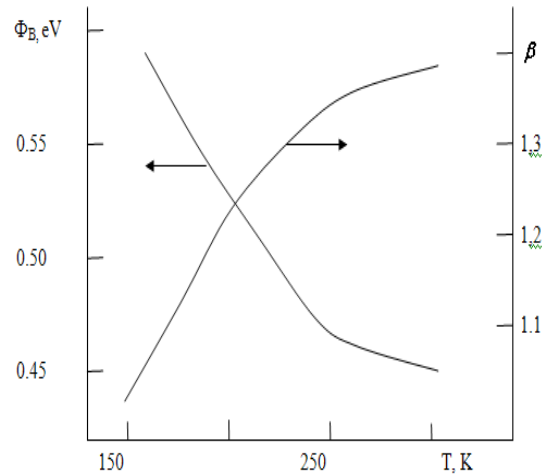


Рис.2а. Температурные зависимости высоты барьера и коэффициента неидальности диода Шоттки

Типичные температурные зависимости Φ_B и β , исследуемых ДШ представлены на рис.2а. Видно, что с ростом температуры Φ_B ДШ увеличивается, а их β , наоборот, уменьшается. При этом, зависимость между β и Φ_B приобретает вид, изображенный на рис.2б, имеющий почти линейный характер. Аналогичные результаты для различных полупроводников получены в работе [4]. Такие экспериментальные результаты показывают, что одной из возможных причин установленной взаимосвязи между $\Phi_B(T)$ и $\beta(T)$ зависимостями является эмиссионная неоднородность ДШ.

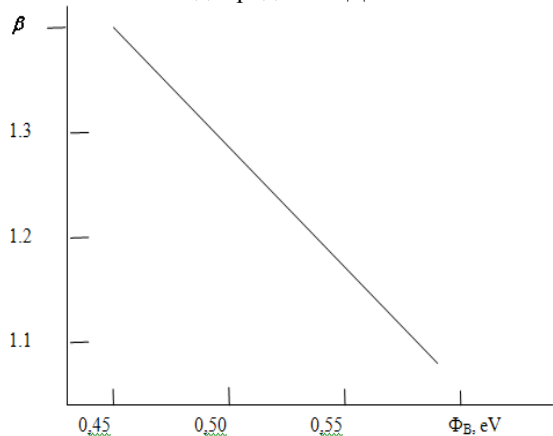


Рис.2б. Зависимость коэффициента неидальности от высоты барьера диода Шоттки

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из выше представленного материала следует, что зависимость между высотой барьера и ко-

эффициентом неидеальности в большей степени обусловлена эмиссионной неоднородностью границы раздела реальных диодов Шоттки.

-
- [1]. *С. Зи* Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1, Москва, 1984, 455 с.
- [2]. *В.И. Стриха, Е.В. Бузанева, И.А. Радзиевский* Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. В.сб. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки, Киев, 1979, с.43-48
- [3]. *Р.К. Мамедов* Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен, Баку, 2003, 231 с.
- [4]. *Ş.Karataş, Ş.Altıntal*, Solid – State Electronics, 2005, № 49, p.1052
- [5]. *J.H.Werner, H.H. Guttler* J.Appl.Phys. 1991, № 69, p.1113
- [6]. *E. Dobrocka, J.Osvald* Appl. Phys. Lett., 1994, № 65, p.575

Received: 10.02.2007