

ТЕРМОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Шукрулло Усмонов^{1, 2*}, Александр Мягкий^{3, 4}, Амин Саидов¹, Саида Усмонова¹

¹Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан
Ташкент, 100084, Узбекистан, e-mail: sh_usmonov@rambler.ru, amin@uzsci.net

²Чирчикский государственный педагогический институт
Чирчик, 111700, Узбекистан

³Харьковский национальный университет радиоэлектроники
Харьков, 61166, Украина, e-mail: aleksandr.mjagky@nure.ua

⁴Общество с ограниченной ответственностью «Будущее в Зеленой Энергетике»
Клинцы, 243146, Россия

Аннотация

Исследовано возникновение термоэлектродвижущей силы в варизонных полупроводниках при отсутствии градиента температуры. Приведены термоэлектрические уравнения, которые описывают возникновение термостимулированные разности потенциалов и тока в варизонных полупроводниках при их нагреве без градиента температуры.

Ключевые слова: термовольтаический эффект, варизонный полупроводник, термоэлектродвижущая сила.

1. Введение

В последнее время был обнаружен новый эффект – возникновение электродвижущей силы (эдс) в полупроводниковых образцах (без всяких гомо-, гетеро- или изотипных переходов, без барьеров типа металл-полупроводник и т.д.) при их нагреве без градиента температуры вдоль образца. В последствие этот эффект был назван термовольтаическим. Экспериментальные результаты, проведенные в различных научных центрах, показали, что этот эффект наблюдается в различных полупроводниковых образцах с неоднородным составом, в частности, в полукристаллическом кремнии, полученного переплавкой на солнечной печи технического кремния марки КРЗ [1-4], в поликристаллическом образце сульфида-самария (SmS) с искусственно созданным градиентом концентрации избыточных относительно стехиометрического состава ионов самария [5-7], в оксиде цинка (ZnO), неоднородно легированного примесями с переменной валентностью [8], в pSi-n(Si₂)_{1-x}(ZnS)_x структуре с плавно изменяющимся составом твердого раствора (Si₂)_{1-x}(ZnS)_x [9], в nGe-p(InSb)_{1-x}(Sn₂)_x структуре с варизонным слоем из твердого раствора (InSb)_{1-x}(Sn₂)_x [10], в варизонных твердых растворах кремний-германия Si_{1-y}Ge_y (0.2 ≤ y ≤ 1) с плавно изменяющимся составом [11]. Несмотря на достаточное количество экспериментальных результатов, в данное время отсутствует единой теории, объясняющей возникновения термовольтаического эффекта. В данной работе рассмотрены возможности возникновения термостимулированной эдс в полупроводниковых образцах с неоднородным составом, в частности в варизонных полупроводниках при их нагреве без градиента температуры.

2. Возможности возникновения термостимулированной эдс при однородном нагреве

Рассмотрим полупроводник с неоднородным составом, в котором концентрация носителей заряда – как электронов, так и дырок, достаточно для возникновения ощутимого электрического тока при его возбуждении. Обозначим через T_k температуры электронного газа ($k = 1$) в полупроводнике, или – дырок ($k = 2$). Пусть образец не имеет внутренних энергетических барьеров, образованных неизотипными переходами, гетеропереходами или переходами типа металл-полупроводник. Воспользуемся выражением, связывающего напряженности электрического поля (E) и электрического потенциала (φ) - $E = -\text{grad}\varphi$, законом Ома $\varepsilon = I \cdot R$, где I – сила тока, R – полное электрическое сопротивление контура, в случае с единичным поперечным сечением контура $R = \oint (1/\sigma) dx$, σ – полная электропроводность контура. Возникновение парциального тока в образце неоднородного состава при его нагреве можно описать уравнением:

$$j_k = -\sigma_k \left(\frac{d}{dx} \tilde{\varphi}_k + \alpha_k \frac{d}{dx} T_k \right), \quad (1)$$

где j_k – плотность тока, σ_k – электропроводность, $\tilde{\varphi}_k = F_k/e_k = \varphi + \mu_k/e_k$ – электрохимический потенциал, F_k – квазиуровень Ферми, e_k – электрический заряд, μ_k – химический потенциал, α_k – коэффициент термо эдс для k -того сорта носителя заряда. Первый член в скобке в выражение (1) описывает термовольтаический эффект, а второй – классический термоэлектрический эффект. Возникающий термо эдс с участием всех сортов носителей тока описывается следующим выражением:

$$\varepsilon = -\oint \sum_{k=1}^N \frac{\sigma_k}{\sigma} \left(\frac{d}{dx} \tilde{\varphi}_k + \alpha_k \frac{d}{dx} T_k \right) dx, \quad (2)$$

где $\sigma = \sum_{k=1}^N \sigma_k$. Следует отметить, что температура T_k входит в уравнение (2) в двух слагаемых: в первое – скрыто в $\tilde{\varphi}_k(T)$ и во второе – напрямую как градиент T_k . В случае, когда отсутствует градиент температуры вдоль образца ($T_k = \text{const}$) второе слагаемое в (2) обращается в нуль. Предположим, что контур состоит из нескольких m слоев неоднородного состава (варизонные материалы, переменное легирование, изменение стехиометрического состава бинарных соединений и т.п.), то тогда конечное уравнение в общем виде, будет иметь следующий вид:

$$\varepsilon = -\sum_{i=1}^m \left[\oint \sum_{k=1}^N \frac{\sigma_{k,i}}{\sigma} \left(\frac{d}{dx} \tilde{\varphi}_{k,i} + \alpha_{k,i} \frac{d}{dx} T_{k,i} \right) dx \right] \quad (3)$$

где i – номер соответствующего слоя.

Рассмотрим случае единичного варизонного слоя полупроводника. Пусть температура в образце будет постоянной $T_k = \text{const}$. В этом случае эдс возникает тогда, когда выполняется условие

$$\psi = \left(\frac{\mu_2}{e_2} - \frac{\mu_1}{e_1} \right) \neq \text{const}, \quad (4)$$

так и выполняется соотношение для электропроводности: $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \neq \text{const}$.

Проведя замену переменных относительно φ получим :

$$\varepsilon = \oint \frac{\sigma_1}{\sigma} \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_2}{e_2} - \frac{\mu_1}{e_1} \right) dx = \oint \frac{\sigma_2}{\sigma} \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_1}{e_1} - \frac{\mu_2}{e_2} \right) dx. \quad (5)$$

Очевидно, что появление термо эдс обуславливается неравностью и неоднородностью среды, а также ее биполярностью ($N = 2$) и являются в частности, теми известными условиями для возникновения термо эдс в полупроводнике при $T_k = \text{const}$. Таким образом, в разомкнутой цепи возникает термо эдс, а при замыкании цепи течет электрический ток в полном соответствии уравнению (1).

Теперь учтем, что значение химических потенциалов электронов и дырок μ_n и μ_p зависят от температур T_n и T_p , для термо эдс при разогреве носителей получим:

$$\varepsilon = \frac{1}{e_p} \oint \frac{\sigma_n}{\sigma} \frac{d}{dx} (\delta\xi_p + \delta\xi_n) dx = \frac{1}{e_n} \oint \frac{\sigma_p}{\sigma} \frac{d}{dx} (\delta\xi_p + \delta\xi_n) dx \quad (6)$$

где $\delta\xi = \xi_k - \xi_{k0}$, $\xi_k = \xi_k(T_k, n_k) = T_k \ln \left(\frac{n_k}{N_k(T_k)} \right)$, $\xi_{k0} = \xi_{k0}(T_0, n_{k0})$, n_{k0} и n_k – равновесная и неравновесная концентрация носителей заряда, $N_k(T_k)$ – эффективная плотность состояний в соответствующей зоне. Учитывая, что полупроводник считается невырожденным, получим из (6) для эдс следующее выражение:

$$\varepsilon = -\frac{\theta_p}{e_p} \oint \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \left(\frac{dE_g}{dx} \left(1 - \frac{\theta_n}{\theta_p} \right) \frac{d\xi_{ng}}{dx} \right) dx, \quad (7)$$

где $\theta_k = (T_k - T_0)/T_0$, E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника [12]. Из (7) следует, что в замкнутом контуре с неоднородным легированием и тем более с переменной шириной запрещенной зоны будет возникать эдс в условиях однородного нагрева всего контура.

3. Заключение

Таким образом, получено уравнение, которое описывает возникновение электродвижущей силы в варизонных полупроводниках при однородном нагреве их без градиента температуры вдоль образца. Полученное уравнение свидетельствует о том, что чем больше изменения ширины запрещенной зоны и уровня легирования вдоль образца, тем больше значение электродвижущей силы, возникающей при однородном нагреве.

Работа выполнена при финансовой поддержке внутреннего гранта ФА-Ф2-003 Республики Узбекистан: «Фото-, термоэлектрические и излучательные эффекты в новых многокомпонентных твердых растворах с нанокристаллами на основе молекул элементарных полупроводников и полупроводниковых соединений».

Список литературы

1. Saidov A.S., Abakumov A.A., Saidov M.S., Usmonov Sh.N., and Kholikov K.T., 2007. *Applied Solar Energy*. **43**, 4, 266.
2. Саидов А.С., 2008. Термоэлектрические свойства технического кремния, переплавленного на солнечной печи. *Гелиотехника*. 3, 57-58.
3. Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Маншуров Ш.Т., 2011. Природа термо voltaических токов и напряжений, наблюдаемых при исследовании поликристаллического кремния полученного пятикратной переплавкой технического кремния на солнечной печи. *Гелиотехника*. 2, 7-9.
4. Saidov A.S., Leiderman A.Yu., Suleimanov Kh.M., and Ayukhanov R.A., 2012. *Applied Solar Energy*. **48**, 2, 76.
5. Каминский В.В., Соловьев С.М., 2001. *ФТТ*. **43**, 3, 423-426.
6. Каминский В.В., Казанин М.М., 2008. Письма в *ЖТФ*. **34**, 8, 92-94.
7. Каминский В.В., Дидик В.А., Казанин М.М., Романова М.В., Соловьёв С.М., 2009. Письма в *ЖТФ*. **35**, 21, 16.
8. Пронин И.А., Аверин И.А., Божинова А.С. и др., 2015. Письма в *ЖТФ*, **41**, 19, 23.
9. Саидов М.С., Саидов А.С., Усмонов Ш.Н., Амонов К.А., 2009. Термо voltaический эффект pSi-n(Si₂)_{1-x}(ZnS)_x структур. *Гелиотехника*. 4, 102-104.
10. Саидов А.С., Усмонов Ш.Н., Асатова У.П., 2010. Термоэлектрические свойства nGe-p(InSb)_{1-x}(Sn₂)_x гетероструктур. *Гелиотехника*. 2, 25-28.
11. Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Каршиев А.Б., 2016. Письма в *ЖТФ*. **42**, 14, 21.
12. Щука А.А., 2007. *Нанозлектроника*. М.: Физматкнига.