

Термостимулированный переход между примесной и собственной проводимостями

© М.М. Гаджалиев[¶], И.К. Камилов, З.Ш. Пирмагомедов

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 21 сентября 2009 г. Принята к печати 18 июня 2010 г.)

Показано, что вдоль длины образца дырочного германия за счет большого градиента температуры можно реализовать стационарное во времени „соседство“ областей примесной (дырочной) и собственной (электронной) проводимости, так называемый термостимулированный переход, способный выпрямлять переменный ток.

Рассчитан „контактный“ потенциал такого перехода.

В работе [1] было установлено, что с помощью большого градиента температуры (БГТ) можно создать переход между примесной и собственной областями проводимости (так называемый термостимулированный переход), способный выпрямлять переменный ток.

Известно [2], что большим считается градиент температуры, при котором на длине диффузии существенно меняется концентрация носителей тока. Поскольку длина диффузии неосновных носителей тока зависит от материала, в котором происходит диффузия, величина БГТ для каждого материала своя.

Одним из критериев наличия БГТ является появление при этом неравновесных неосновных носителей тока. Установлено, что возникновение термоэдс Бенедикса — прямое следствие наличия в объеме полупроводника неосновных носителей тока. По измерениям термоэдс Бенедикса на германии [3] было показано, что для этого материала 10^3 К/см — большой градиент температуры.

При таком БГТ в работе [1], проведенном на образце p -Ge в форме гантели с длиной узкой части 1.4 мм, по измерению термоэдс было показано, что удается удерживать по соседству p (примесная) и i (собственная) области на время эксперимента.

Покажем, что при этом между областями p и i возникает потенциальный барьер $\Delta\varphi_k$ (рис. 1).

Контроль знака термоэдс по длине образца дает возможность определить плоскость p - и i -перехода, а охлаждение холодильника жидким азотом и нагревом другого торца мощным нагревателем — стационарно удерживать по соседству области p и i на время эксперимента.

На рис. 2 представлены распределение температуры и изменение термоэдс на длине 1.4 мм при БГТ. Вблизи точки $T_0 = 280$ К, где происходит смена знака термоэдс, расположены плоскости с проводимостью p -типа ($T_1 = 270$ К) и плоскость начала собственной проводимости ($T_2 = 290$ К).

Отмеченное на рис. 1 электрическое поле изображено по аналогии с полем технологически созданного p - n -перехода — дырки из p -области в результате диффузии переходят в i -область и более подвижные

по сравнению с дырками электроны диффундируют в p -область. Стационарное состояние устанавливается благодаря созданию поля E_k , препятствующего дальнейшей диффузии с обеих сторон.

Известно, что между контактирующими разными областями проводимостей (в нашем случае p - и i -области) возникает потенциальный барьер [4]:

$$\Delta\varphi_k = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p}{p_n},$$

где n_n , p_p — концентрации электронов и дырок в электронной и дырочной областях соответственно; n_p — концентрация электронов в p -области; p_n — концентрация дырок в n -области.

Эта формула в работе [4] выведена для вычисления контактного потенциала между областями, находящимися при одинаковых температурах. Нами использована эта формула для областей с близкими температурами: T_0 , T_1 , T_2 . На наш взгляд, это можно сделать для качественной оценки возникаемого эффекта.

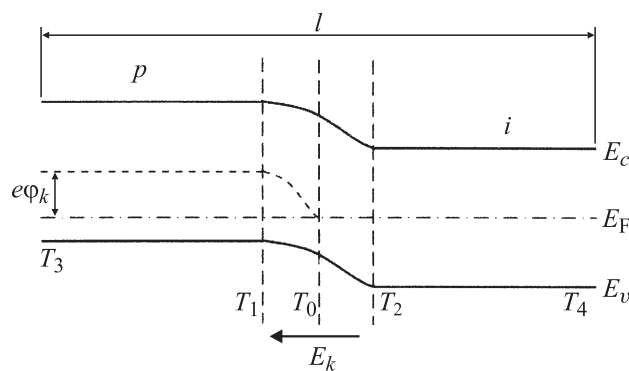


Рис. 1. Энергетическая диаграмма дырочного полупроводника при большом градиенте температуры. E_c , E_f , E_v — энергия дна зоны проводимости, энергия Ферми и энергия потолка валентной зоны соответственно; T_0 — температура смены знака термоэдс; T_1 — температура, при которой еще имеет место примесная проводимость; T_2 — температура начала собственной проводимости; T_3 , T_4 — температура холодного и горячего торцов образца соответственно. $\Delta T/\Delta x = 2428$ К/см, $l = 1.4$ мм.

[¶] E-mail: maggadji@rambler.ru

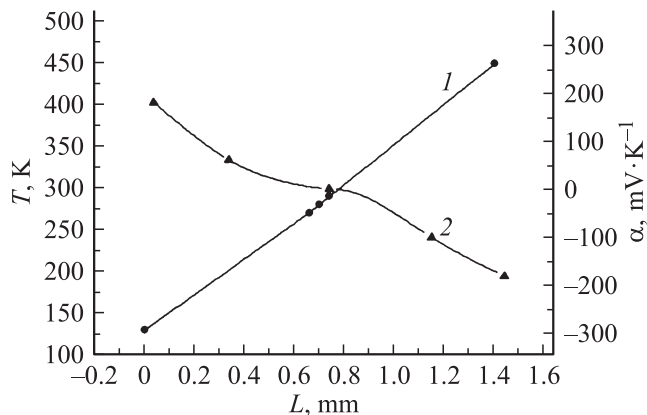


Рис. 2. Температура (1) и термоэдс (2) по длине образца дырочного германия при приложении к нему большого градиента температуры.

В нашем случае для областей p и i первое равенство можно переписать в виде

$$\Delta\varphi_k = \frac{kT}{e} \ln \frac{n(i)}{n_p}, \quad (1)$$

где $n(i)$ — концентрация электронов в i -области, n_p — концентрация электронов (неосновных носителей) в p -области.

При $T_2 = 290$ К $n_i = 2 \cdot 10^{13}$, следовательно, можно считать для $T_2 = 290$ К $n(i) = 2 \cdot 10^{13}$.

n_p определим из соотношения $n_p \cdot p_p = n_i^2$ для p -области:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p}. \quad (2)$$

Из температурной зависимости концентрации собственных носителей тока германия находим: при $T_1 = 270$ К $n_i = 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, при $T_0 = 280$ К $n_i = 7 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, при $T_2 = 290$ К $n_i = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$.

Температуру p -области будем считать 270 К. При 270 К $n_i = 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$.

Используя n_i для 270 К и концентрацию дырок исходного материала $p_p = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, из соотношения (2) получим $n_p = 4.5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$.

Подставляя в уравнение (1) $n(i)$ и n_p , для $\Delta\varphi_k$ получим

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_k &= \frac{kT}{e} \ln \frac{n(i)}{n_p} = \frac{kT}{e} \ln \frac{2 \cdot 10^{13}}{4.5 \cdot 10^{10}} \approx \frac{kT}{e} \ln 440 \\ &\approx 0.025 \cdot 6.08 \approx 0.15 \text{ В.} \end{aligned}$$

При приложении внешнего напряжения V „пропускного“ направления, т.е. когда подается «+» на p -область и «-» на i -область, то $\Delta\varphi_k$ уменьшается и возникает новый барьер $\Delta\varphi_k = \Delta\varphi_k - V$, который уменьшается с ростом V . При $\Delta\varphi_k = V$ барьер становится равным нулю и по образцу течет ток, растущий экспоненциально с ростом V („инжекция“ неосновных носителей тока).

При противоположном „запорном“ направлении V потенциальный барьер увеличивается $\Delta\varphi_k = \Delta\varphi_k + V$ и по образцу течет ток, стремящийся с ростом V к постоянной величине S_0 , току насыщения.

Это один из возможных механизмов выпрямления переменного тока при стационарном сохранении с помощью БГТ в соседстве p - и i -областей по длине образца, обнаруженного в работе [1].

Список литературы

- [1] И.К. Камиллов, М.М. Гаджалиев. Письма ЖЭТФ, **52**, 1259 (1990).
- [2] Я. Тауц. *Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках* (М., ИЛ, 1962).
- [3] М.М. Гаджалиев. В кн.: *Явление Бенедикса в электронно-дырочной плазме германия*. Сб. тр. ИФ ДагФАН СССР. *Плазма в полупроводниках* (Махачкала, 1984) с. 21.
- [4] В.Ш. Ступельман, Г.А. Филаретов. *Полупроводниковые приборы* (М., Сов. радио, 1973) с. 247.

Редактор Л.В. Беляков

Thermally stimulated transition between the regions of impure and intrinsic conductivity

M.M. Gadjaliev, I.K. Kamilov, Z.Sh. Pirmagomedov

Amirkhanov Institute of Physics,
Daghestan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Mahachkala, Russia

Abstract The time-steady „neighbourhood“ of regions of impure (hole) and intrinsic (electron) conductivities, so called thermally stimulated transition, capable to rectify the alternating current, is shown can be realized along the length of p -Ge sample by means of large temperature gradient. A „contact“ potential of this transition is calculated.