

ДЛИНА КОГЕРЕНТНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ОБЛАСТИ КОНТАКТА СВЕРХПРОВОДНИК—ПОЛУПРОВОДНИК С УЧЕТОМ НЕПАРАБОЛИЧНОСТИ ЗОНЫ

Гасанова А. Т., Исмаилов И. А., Мамедов Ш. Ф.,
Мехтиев А. Ш., Тагиев А. Г.

Проведен расчет длины когерентности в полупроводниковой области контакта сверхпроводник—полупроводник (СП—ПП) с учетом непараболичности закона дисперсии для полупроводников $\text{Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.15}\text{Te}$, HgTe , InSb , InAs , GaSb , GaAs , InP при концентрациях свободных носителей $n=10^{16}\text{--}10^{22}\text{ см}^{-3}$. Показано, что при вычислении длины когерентности в полупроводниковой области контакта СП—ПП необходимо учитывать непараболичность закона дисперсии. Обсуждено также влияние непараболичности закона дисперсии на граничные условия для параметра упорядочения на границе СП—ПП.

Возможность создания в криоэлектронике перспективных джозефсоновских переходов на основе высокотемпературных металлооксидных сверхпроводников (СП) в силу специфичности свойств этих материалов предполагает предпочтительное использование в качестве слабой связи полупроводников (ПП), что расширяет уже известные преимущества джозефсоновских переходов со слабой связью из полупроводниковых материалов, позволяющие значительно увеличить (примерно на порядок) зазор между сверхпроводниками и тем самым сделать их более технологичными; уменьшить емкость переходов и увеличить быстродействие; увеличить волновое сопротивление для улучшения согласования переходов с нагрузкой.

Вычисление длины когерентности в полупроводниковой области контакта СП—ПП производилось авторами работ [1–5]. При этом расчеты велись для параболического закона дисперсии носителей заряда в полупроводнике. Однако широкий класс полупроводниковых материалов описывается непараболическим законом дисперсии. Это существенно проявляется в полупроводниках с малой эффективной массой — узкозонных полупроводниках [6]. В работе [1] ход кривых на графиках экспериментальной зависимости длины когерентности от концентрации носителей заряда n для полупроводников InSb , GaAs и Si существенно отличается от теоретической зависимости $\xi_n \sim n^{1/3}$. Длина когерентности, рассчитанная для переходов $\text{Nb}-n\text{-InAs}-\text{Nb}$ в [3], превышает экспериментальные значения примерно в 3 раза. Авторы [3] объясняют такую большую разницу либо выбранной формой перехода, сформированного на поверхности монокристаллического $n\text{-InAs}$, либо вкладом тока от плоской области, прилегающей к переходу. Влиянием непараболичности арсенида галлия на величину длины когерентности авторы пренебрегали.

В связи с вышесказанным представляется целесообразным провести учет непараболичности с целью, с одной стороны, определения ее влияния на согласование расчета длины когерентности с экспериментальными результатами, а с другой — поиска полупроводниковых материалов (как широкозонных, так и узкозонных) с наибольшим значением длины когерентности.

В настоящей работе расчет длины когерентности в полупроводниковой области контакта СП—ПП с учетом непараболичности закона дисперсии проведен

для полупроводников $\text{Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.15}\text{Te}$, HgTe , InSb , InAs , GaSb , GaAs и InP при концентрациях свободных носителей $n = 10^{16} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Известно, что если сверхпроводник граничит с полупроводником, то куперовские пары могут диффундировать из сверхпроводника в полупроводниковую область. Математически это означает, что параметр упорядочения сверхпроводника простирается в область полупроводника на определенное расстояние, называемое длиной когерентности ξ_n . При температуре, близкой к критической, в предположении, что $l \ll \xi_n$ («грязный» предел), ξ_n имеет вид

$$\xi_n = (\hbar v_F \tau / 6\pi k_0 T)^{1/2}, \quad (1)$$

где v_F — фермиевская скорость, τ — время релаксации, связанное с рассеянием заряда в полупроводнике, T — температура, \hbar — постоянная Планка, k_0 — константа Больцмана.

Если реализуется «чистый» предел, т. е. $l \gg \xi_n$, то

$$\xi_n = \hbar v_F / 2\pi k_0 T. \quad (2)$$

Отметим, что формулы (1) и (2) имеют место для произвольного изотропного закона дисперсии носителей заряда в полупроводнике.

Расчет длины когерентности производился по формулам (1) и (2). С учетом непараболичности закона дисперсии полупроводника в рамках модели Кейна [3] они сводятся к следующим выражениям:

$$\xi_n = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{1/3}}{2\pi m_n k_0 T} \left[1 + \frac{2\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{m_n \epsilon_g} \right]^{-1/2} \quad (3)$$

для «чистого» полупроводника и

$$\xi_n = \left(\frac{\hbar^3 \tau}{6\pi k_0 T} \right)^{1/2} \frac{(3\pi^2 n)^{1/3}}{m_n} \left[1 + \frac{2\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{m_n \epsilon_g} \right]^{-1/2} \quad (4)$$

для «грязного» полупроводника, где m_n — эффективная масса, ϵ_g — ширина запрещенной зоны. Время релаксации вычислялось для рассеяния носителей заряда на ионизированных примесях с учетом блоховских волновых функций (этот механизм наиболее вероятен при низких температурах). Для сравнения была также рассчитана длина когерентности для тех же полупроводников в приближении параболического закона дисперсии. Результаты расчета показали следующее.

Длина когерентности для параболического закона дисперсии монотонно возрастает с ростом концентрации основных носителей заряда ($\xi_n \sim n^{1/3}$), что видно из рис. 1. В приближении модели Кейна длина когерентности растет с увеличением концентрации при относительно малых концентрациях (от 10^{16} до 10^{19} см^{-3}) и выходит на насыщение (рис. 2). Причем для узкозонных полупроводников такая зависимость длины когерентности от концентрации выражена слабее. Так, например, для $\text{Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.15}\text{Te}$ ξ_n почти не зависит от n даже для относительно малых концентраций. При относительно малых концентрациях длина когерентности тем больше, чем уже ширина запрещенной зоны (рис. 2).

Из условия $\partial v_F / \partial n \rightarrow 0$, где $v_F = (1/\hbar)(\partial \epsilon / \partial k)_F$, можно определить критерий для концентрации, при котором наступает насыщение длины когерентности. Он дается выражением

$$n \gg (m_n^3 \epsilon_g^2 / 6 \sqrt{2} \pi^2 \hbar^3). \quad (5)$$

Отсюда, в частности, вытекает, что длина когерентности в полупроводниках, описываемых параболическим законом дисперсии ($\epsilon_g \rightarrow \infty$), не должна выходить на насыщение (рис. 1). Кроме того, следует отметить, что, согласно (5), при относительно малых концентрациях насыщение ξ_n наступает раньше в узкозонных полупроводниках. Например, для InSb критерием (5) служит величина 10^{19} см^{-3} .

Насыщение значения длины когерентности при высоких концентрациях можно объяснить следующим образом. Учет непараболичности зоны проводимости

сти приводит к увеличению плотности состояний электронов [6]. При относительно больших концентрациях, определяемых из (5), плотность состояний достигает такого большого значения, что дальнейший рост концентрации не сопровождается смещением границы Ферми. Последнее, согласно формуле (2), приводит к насыщению длины когерентности.

Здесь уместно провести качественное обсуждение влияния непараболичности закона дисперсии на граничные условия для параметра упорядочения Δ на границе СП—ПП. Плоская граница контакта совпадает с плоскостью $x=0$.

Сверхпроводник занимает полупространство $x > 0$, полупроводник — $x < 0$.

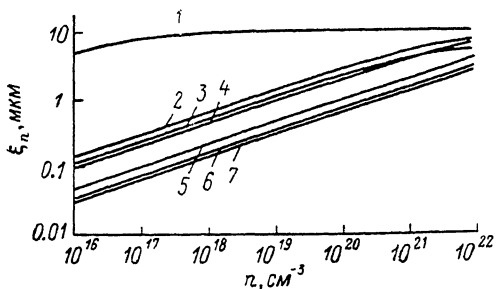


Рис. 1. Зависимости ξ_n от n в приближении параболического закона дисперсии для полупроводников Hg_{0.85}Cd_{0.15}Te (1), InSb (2), HgTe (3), InAs (4), GaSb (5), GaAs (6), InP (7).

Поведение $\Delta(x)$ в области $x > 0$ можно определить из решения уравнения Гинзбурга—Ландау для полубесконечного сверхпроводника, которое имеет вид [7]

$$\Delta(x) = \Delta_\infty \operatorname{th} [(x + x_0)/\sqrt{2} \xi(T)], \quad (6)$$

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{T_c^2(3)}{12}} \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - (T/T_c)}},$$

где Δ_∞ — параметр упорядочения в бесконечном сверхпроводнике, x_0 — неизвестный параметр, который определяется из граничного условия к уравнению

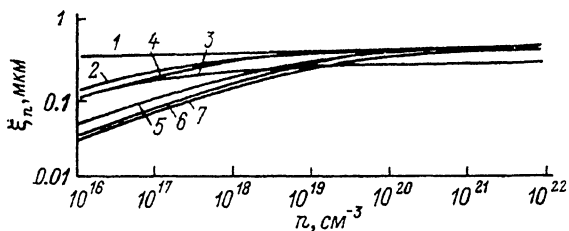


Рис. 2. Зависимости ξ_n от n в приближении непараболического закона дисперсии в рамках модели Кейна.

1—7 — то же, что и на рис. 1.

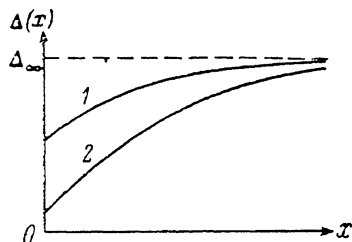


Рис. 3. Пространственное поведение параметра сверхпроводящего упорядочения вблизи границы с полупроводником.

1, 2 — параболический и непараболический законы дисперсии полупроводников соответственно.

Гинзбурга—Ландау, ζ — функция Римана, ξ_0 — длина когерентности в сверхпроводнике, T — температура перехода в сверхпроводящее состояние. При условиях, что T_{cs} слегка отличается от T_{cs} (T_{cn} , T_{cs} — температуры перехода в сверхпроводящее состояние вблизи контакта СП—ПП в полупроводниковой и сверхпроводниковой областях соответственно), плотности состояний и для «грязного» случая коэффициенты диффузии совпадают, с учетом неваздействия электронов в полупроводниковой области имеем [8]

$$x_0 = 0.92 \xi_n. \quad (7)$$

На рис. 3 представлено пространственное поведение параметра сверхпроводящего упорядочения вблизи границы с полупроводником. Кривые 1 и 2 соответствуют параболическому и непараболическому законам дисперсии носителей в полупроводнике соответственно. Учет непараболичности приводит к более

крутому спаду параметра упорядочения вблизи с полупроводником, и эта разница более резко выражена при относительно больших концентрациях. Это согласуется с полученным выше результатом, что учет непараболичности приводит к уменьшению длины когерентности в полупроводнике.

Таким образом, при вычислении длины когерентности в полупроводниковой области контакта СП—ПП необходимо учитывать непараболичность закона дисперсии носителей заряда полупроводника.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алфеев В. Н., Бахтин П. А., Васенков А. А. и др. Интегральные схемы и микроэлектронные устройства на сверхпроводниках / Под ред. В. Н. Алфеева. М., 1985. 232 с.
- [2] Seto J., Van Duzer T. Low Temperature Physics-LT 13. Superconductivity / Ed. by K. D. Timmerhaus, W. J. O'Sullivan, E. F. Hammel. N. Y.—London, 1974. 328 p.
- [3] Kawakami T., Takayanagi H. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 1. P. 92—94.
- [4] Kawakami T., Takayanagi H. // Electron. Dev. Meeting. 1985. V. 1-4. P. 98—101.
- [5] Kawakami T., Takayanagi H. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 22. P. 2449—2452.
- [6] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 318 с.
- [7] Зайцев Р. О. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 2. С. 644—651.
- [8] Deutscher G., De Gennes P. G. // Superconductivity / Ed. by R. D. Parks. N. Y., 1969. V. 2. P. 1005.

Научно-производственное объединение
космических исследований АН АзССР
Баку

Получена 11.02.1988
Принята к печати 6.09.1988