

05.4

Управление параметрами эффекта Джозефсона в эвтектической композиции полупроводник—сверхпроводник

© Г.И. Исаков

Институт физики НАН Азербайджана, Баку
E-mail: gudrat@physics.ab.az

В окончательной редакции 1 июля 2004 г.

Исследовалась джозефсоновская вольт-амперная характеристика (ВАХ) образцов из эвтектической композиции полупроводник—сверхпроводник ($\text{GaSb}-\text{V}_2\text{Ga}_5$), где при направленной кристаллизации сверхпроводящая фаза V_2Ga_5 в полупроводниковой матрице GaSb формируется в виде параллельных вискеро́в. Установлено, что в зависимости от направления сверхтока и вискеро́в в эвтектической композиции управляемы параметры джозефсоновской ВАХ. Исходя из фундаментального соотношения Джозефсона $\hbar\omega = 2eV$ и из параллельности соединения бесконечных джозефсоновских кластеров, предложена формула $n_0 N \hbar\omega = 2eV$, позволяющая оценить частоту электромагнитного излучения ω джозефсоновских слабых связей, количество бесконечных джозефсоновских кластеров N и джозефсоновских слабых связей $n_0 N$ в направленно-кристаллизованных эвтектических композициях полупроводник—сверхпроводник.

Введение. Одной из фундаментальных проблем современной экспериментальной, теоретической и прикладной физики является создание и исследование джозефсоновских контактов и интегральных систем с управляемыми параметрами. Отметим, что большинство недостатков, присущих различным джозефсоновским контактам, удастся устранить, используя в качестве джозефсоновских переходов мостики постоянной и переменной толщины ($S-S'-S$), а также переходы типа сверхпроводник—полупроводник—сверхпроводник ($S-Sm-S$) [1]. Среди многочисленных джозефсоновских переходов контакты типа $S-Sm-S$ отличаются также возможностью управления параметрами полупроводниковой прослойки путем легирования, воздействием внешних электрических и магнитных полей [2–7]. Исходя из этого, поиск и исследование джозеф-

соновских сред, оптимально сочетающих свойства полупроводников и сверхпроводников, весьма актуальны.

В работе [8] в эвтектике полупроводник–металл ($\text{GaSb}-\text{V}_2\text{Ga}_5$), где сверхпроводящая фаза V_2Ga_5 в полупроводниковой матрице формируется в виде параллельных вискеров, нами был обнаружен эффект Джозефсона.

В работах [9,10] нами установлены возможности управления тензометрическими и сверхпроводящими свойствами эвтектической композиции полупроводник–металл.

Исходя из вышеизложенного, целью настоящей работы является выяснение возможности управления параметрами джозефсоновской вольт-амперной характеристики, оценка количества бесконечных джозефсоновских кластеров и джозефсоновских слабых связей в эвтектической композиции полупроводник–сверхпроводник.

Экспериментальные результаты. Для измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) при различных углах α между предполагаемым направлением электрического тока I и вискеров X из эвтектической композиции были вырезаны пластинки в виде квадрата (рис. 1, *a*) и диска (рис. 1, *b*). На боковые грани квадратной пластинки, на центр и на окружности диска были нанесены оловянные контакты для измерения вольт-амперной характеристики. В случае квадрата углы α были следующие: $0 = \alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_3 < \alpha_4 < (\alpha_5 = 45^\circ) < (\alpha_6 = 60^\circ) < (\alpha_7 = 90^\circ)$. В случае диска $\alpha = 0, 15, 30, 45, 60, 75, 90^\circ$. Вольт-амперные характеристики в обоих образцах были измерены между контактами 0–1, 0–2, . . . , 0–7. Следует отметить, что такие пластинки при всех углах α переходят в сверхпроводящее состояние.

На рис. 2, *a* представлены ВАХ пластинки в форме квадрата при различных α и при $T = 2\text{K}$. Видно, что при всех углах форма ВАХ характерна для эффекта Джозефсона. Однако с увеличением угла величина критического тока I_C сильно уменьшается. Величина же конечного напряжения при разрушении сверхпроводимости сильно увеличивается: $I_{C1} > I_{C2} > I_{C3} > I_{C4} > I_{C5,C6,C7}$; $U_{C1} < U_{C2} < U_{C3} < U_{C4} < U_{C5,C6,C7}$. Для контактов 5, 6, 7, т.е. при $45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ ВАХ в пределах погрешности повторяются. Видно, что ВАХ пластинки также обнаруживают гистерезисы при всех углах и сверхпроводимость восстанавливается скачком. Напряжения восстановления сверхпроводимости выражаются неравенством $U'_{C1} < U'_{C2} < U'_{C3} < U'_{C4} < U'_{C5,C6,C7}$.

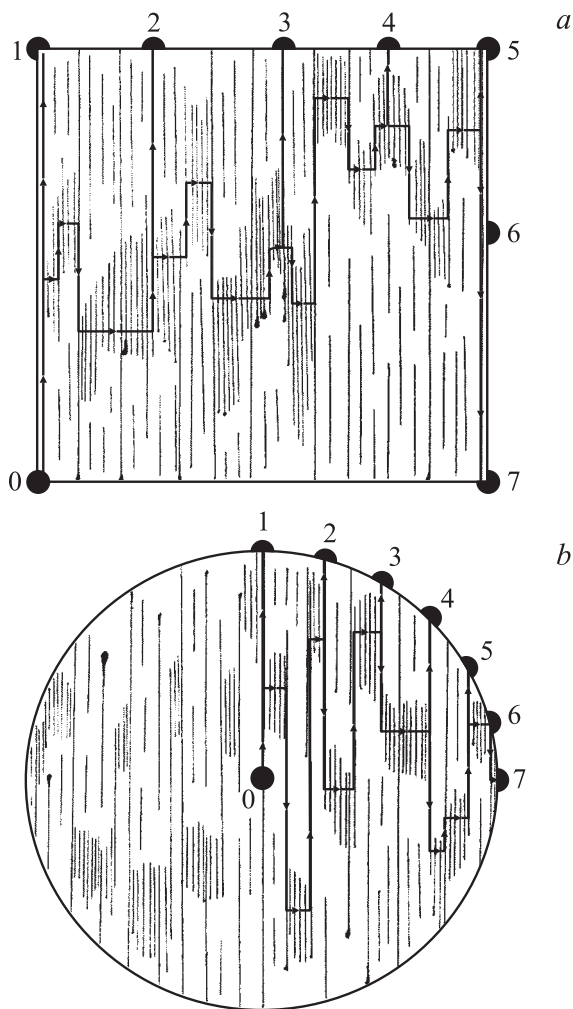


Рис. 1. Схематическое представление образцов из эвтектической композиции в форме квадрата (*a*) и в форме диска (*b*). Штриховыми линиями изображены висеры сверхпроводящей фазы, жирными линиями — сверхпроводящие пути (сверхпроводящие кластеры). Стрелками показаны направления электрического тока, цифрами — оловянные контакты, нанесенные на образцы.

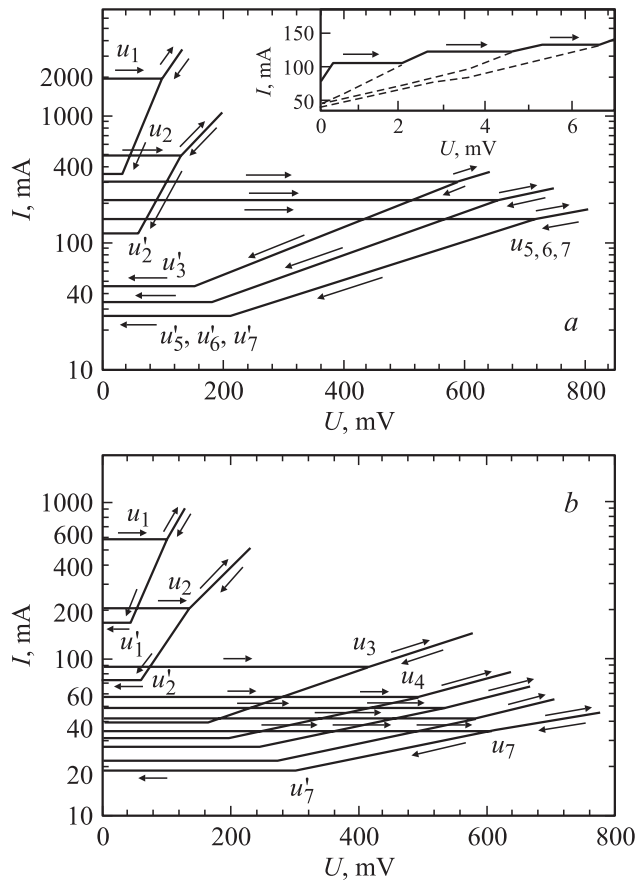


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образцов в форме квадрата (*a*) (на вставке представлен начальный участок ВАХ контактов 0–7, штриховыми линиями показаны отрицательные дифференциальные сопротивления) и в форме диска (*b*).

На рис. 2, *a* на вставке представлен начальный участок ВАХ, измеренный с помощью контактов 0–7 пластинки в форме квадрата. Такая многоступенчатая ВАХ наблюдается и для контактов 0–3, 0–4, ..., 0–6. Штриховыми линиями показаны отрицательные

дифференциальные сопротивления. На рис. 2, *b* представлены ВАХ пластинки в форме диска при различных углах α при $T = 2$ К. Видно, что в отличие от квадрата в диске при больших углах величины I_C , U_C , U'_C не повторяются: $I_{C1} > I_{C2} > \dots > I_{C7}$; $U_{C1} < U_{C2} < \dots < U_{C7}$; $U'_{C1} < U'_{C2} < \dots < U'_{C7}$. Следует отметить, что и в диске до появления большого скачка напряжения возникают серии малых ступенек тока и напряжения без внешнего высокочастотного излучения и без внешнего магнитного поля.

Обсуждение результатов. Как было показано нами в работе [10], в случае $I \parallel X$ (I — направление тока, X — направление вискеров) доминирует прохождение сверхтока по вискерам, представляющим собою джозефсоновские мостики переменной толщины. Некоторые из этих вискером бесконечные, т. е. они полностью пронизывают образец. Эти вискеры представляют собой кластеры $S-S'-S-S'-S \dots$ (S — сверхпроводящий вискер, или же сверхпроводящий берег, S' — сужение вискера, или же джозефсоновский микромостик переменной толщины). При $\alpha \neq 0$ прохождение сверхтока осуществляется по длинным вискерам, соединяющим области плотно расположенных коротких вискером, и по контактам типа сверхпроводник–полупроводник–сверхпроводник. В этом случае бесконечный сверхпроводящий кластер состоит из цепочки $S-S'-S-Sm-S-S'-S \dots$ (Sm — полупроводниковая прослойка между сверхпроводящими вискерами).

При $I \parallel X$ ($\alpha = 0^\circ$) полное число микромостиков переменной толщины можно выразить следующей формулой:

$$n = n_0 N, \quad (1)$$

где n_0 — число микромостиков переменной толщины на протяжении одного вискера, N — число вискером на единичную площадь поперечного сечения композиции. При $I \parallel X$ $N \approx 10^4 \text{ mm}^{-2}$. Очевидно, что с увеличением угла α плотность вискером, участвующих в переносе тока, уменьшается. Если учесть, что $I_C \sim f(N)$, то при $0^\circ < \alpha < \dots < 90^\circ$ $N > N_1 > \dots > N_i$. Отметим, что в иерархии слабых связей кластеры типа $S-S'-S-S'-S \dots$ по сравнению с кластерами $S-S'-S-Sm-S-S'-S \dots$ являются более „сильносвязанными“. Таким образом, при $\alpha \neq 0$ доминирующий механизм протекания сверхтока по вискерам с увеличением α заменяется более слабой связью сверхпроводник–полупроводник–сверхпроводник, что позволяет управление параметрами джозефсоновской ВАХ с изменением

угла α . При параллельном соединении N джозефсоновских бесконечных кластеров полный сверхток описывается следующим выражением:

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_N. \quad (2)$$

Учитывая, что значения токов, текущих по статистически одинаковым кластерам, равны по величине,

$$I_C = NI_{CN}, \quad (3)$$

где I_{CN} — величина критического тока, протекающего по одному бесконечному джозефсоновскому кластеру. Зная, что $N \approx 10^4 \text{ mm}^{-2}$, по джозефсоновским ВАХ (рис. 2, *a* и *b*, ВАХ № 1) можно оценить для одного бесконечного кластера значение критического тока разрушения сверхпроводимости I_{CN} и плотности критического тока разрушения J_{CN} . Оценки, проведенные по формуле (3), показали, что $I_{CN} = 0.2 \text{ mA}$, $J_{CN} = 6 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$. Как было отмечено выше, при $\alpha \neq 0$ сверхток осуществляется по кластерам типа $S-S'-S-Sm-S-S'-S \dots$. Участие в этих кластерах сверхпроводящих вискероов S и сужений S' показывает, что критический ток разрушения сверхпроводимости и критическая плотность сверхтока при $\alpha \neq 0$ не могут превышать вышенайденные значения. Поэтому, подставляя значения I_C и I_{CN} в формулу (3), можно оценить количество бесконечных джозефсоновских кластеров, приходящихся на 1 mm^2 . Оценки показали, что для квадратной пластинки $8 \cdot 10^2 \leq N \leq 10^4$, для дискообразной пластинки $3.7 \cdot 10^2 \leq N \leq 10^4$.

Следует отметить, что многоступенчатый вид ВАХ характерен для вискероов [1,11,12]. Однако сравнение экспериментальных данных ВАХ эвтектической композиции $\text{GaSb}-\text{V}_2\text{Ga}_5$ с одиночными оловянными и алюминиевыми [1,12] мостиками переменной толщины показывает, что ступеньки напряжения в нашем эксперименте гигантские. В многоступенчатой ВАХ значения напряжения на каждой ступеньке (на вставке рис. 2, *a*) почти на три порядка, а в одноступенчатой ВАХ (рис. 2, *a* и *b*) на 5 и более порядков превышают эту величину по сравнению с одиночными мостиками и одиночными джозефсоновскими контактами. Можно предположить, что гигантские ступеньки напряжения в нашем эксперименте обусловлены синхронизацией однотипных джозефсоновских слабых связей. В этом случае при резистивном состоянии ($V \neq 0$) и при последовательности джозефсоновских слабых связей (на вставке рис. 2, *a*) по протяженности одного джозефсоновского бесконечного

кластера напряжение в каждой ступеньке выражается по следующей формуле:

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_{n_0}, \quad (4)$$

где n_0 — число последовательных синхронизированных слабых связей в каждой ступеньке напряжения. Если принимать во внимание, что синхронизированные джозефсоновские связи являются однотипными, то

$$V = V_1 = V_2 = \dots = V_{n_0}, \quad (5)$$

$$V = n_0 V_{n_0}. \quad (6)$$

Отметим, что многоступенчатые ВАХ в джозефсоновских контактах в основном появляются или под действием внешнего высокочастотного электромагнитного излучения, или же под действием внешнего магнитного поля [1]. Гигантские ступеньки напряжения в нашем эксперименте наблюдаются без внешнего магнитного и без внешнего высокочастотного полей.

По-видимому, в нашем случае внешнее высокочастотное электромагнитное поле в композиции заменяется внутренним высокочастотным электромагнитным полем. Фундаментальное же соотношение Джозефсона

$$h\omega = 2eV \quad (7)$$

одинаково справедливо для всех джозефсоновских контактов и джозефсоновских слабых полей. Поэтому при $V \neq 0$ во всех джозефсоновских контактах или же слабых связях происходит высокочастотное излучение с частотой ω . Исходя из формулы (6) и из фундаментального соотношения Джозефсона (7), находим, что при последовательном соединении джозефсоновских слабых связей, т.е. по протяженности одного бесконечного джозефсоновского кластера, энергия излучения, соответствующая каждой ступеньке, выражается следующей формулой

$$n_0 h\omega = 2eV. \quad (8)$$

Отметим, что свертток в композиции осуществляется не одним кластером, а параллельно соединенными бесконечными N джозефсоновскими кластерами, поэтому при учете всех джозефсоновских слабых связей каждая ступенька напряжения описывается следующей формулой:

$$n_0 N h\omega = 2eV. \quad (9)$$

Электронно-микроскопические исследования показывают, что, когда $\alpha = 0^\circ$, при длине образца 4–5 мм $n_0 = 5$, а $n_0N = 5 \cdot 10^4$. Оценки, проведенные по одноступенчатой ВАХ (рис. 2, а, ВАХ № 1) и по формуле (9) при параллельности электрического тока вискерам показывают, что синхронизированные джозефсоновские слабые связи излучают высокочастотное электромагнитное излучение с частотой $\omega \approx 10^9$ Hz. Если считать, что частота электромагнитного излучения джозефсоновских слабых связей при различных α приблизительно одинакова, то по многоступенчатой ВАХ (на вставке рис. 2, а) можно определить полное количество джозефсоновских слабых связей n_0N : при $V = 0.1$ мВ $n_0N = 5 \cdot 10^2$; при $V = 1$ мВ $n_0N = 5 \cdot 10^3$; при $V = 2$ мВ $n_0N = 10 \cdot 10^3$. Для больших ступенек напряжения n_0N изменяется в пределе $5 \cdot 10^5 - 3.5 \cdot 10^6$.

Заключение. В зависимости от угла α между предполагаемым направлением электрического тока I и направлением вискером X в эвтектической композиции полупроводник–сверхпроводник управляемы параметры джозефсоновской ВАХ. Параметры ВАХ в образце в форме диска управляемы в интервале углов $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$. В образце в форме квадрата ВАХ контактов в интервале углов $45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ в пределах погрешности повторяется и величины I_C , U_C и U'_C управляются только в интервале углов $0^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$. Это связано с тем, что в образце в форме квадрата контакты в интервале $45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ „равно-сильны“ и они непосредственно соединяются бесконечным кластером $S-S'-S-S'-S \dots$ с более „сильносвязанными“ микромостиками S' по сравнению с прослойками Sm . В образцах в форме диска в интервале углов $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ ни один из контактов непосредственно не соединяется бесконечным кластером $S-S'-S-S'-S \dots$. В диске такой кластер непосредственно соединяет только контакты 0–1 ($\alpha = 0^\circ$).

Предложена формула, позволяющая оценить частоту электромагнитного излучения ω джозефсоновских слабых связей, количество бесконечных джозефсоновских кластеров N и джозефсоновских слабых связей n_0N в направленно-кристаллизованных эвтектических композициях полупроводник–сверхпроводник.

Автор выражает благодарность академику НАН Азербайджана Ф.М. Гашимзаде за полезные советы при обсуждении работы.

Список литературы

- [1] Бароне А., Патерно Дж. // Эффект Джозефсона. Физика и применения. М.: Мир, 1984. 639 с.
- [2] Асламазов Л.Г., Фистуль М.В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 1 (7). С. 382–397.
- [3] Асламазов Л.Г., Фистуль М.В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 3 (7). С. 1170–1176.
- [4] Асламазов Л.Г., Фистуль М.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4 (7). С. 1516–1526.
- [5] Scharpers Th., Muller R.P., Kaluza A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. N 3. P. 391–393.
- [6] Петров М.И., Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Александров К.С. и др. // ФТТ. 1997. Т. 39. № 5. С. 829–834.
- [7] Petrov M.I., Balaev D.A., Shaihtudinov K.A., Aleksandrov K.S. // Supercond. Sci. Technol. 2001. N 14. P. 788–805.
- [8] Алиев М.И., Исаков Г.И., Алиев Ф.Ю., Эминзаде А.Т. // ДАН СССР. 1989. Т. 306. № 3. С. 583–586.
- [9] Исаков Г.И. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 24. С. 70–74.
- [10] Исаков Г.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 19. С. 40–47.
- [11] Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. // УФН. 1984. Т. 142. № 3. С. 435–471.
- [12] Meyer J.D. // Appl. Phys. 1973. V. 2. N 6. P. 303–320.