

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Переключения между устойчивыми состояниями распределенного джозефсоновского φ -контактаН. В. Кленов^{1,3,a}, В. И. Ружицкий¹, И. И. Соловьев^{2,3}*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,*¹ *физический факультет, кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники;*² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).**Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*³ *ФГУП НИИ Физических проблем им. Ф. В. Лукина.**Россия, 124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806, д. 6.**E-mail: ^a nvklenov@gmail.com*

Статья поступила 11.06.2015, подписана в печать 05.07.2015.

В работе представлено описание токового транспорта через распределенный джозефсоновский контакт со знакопеременной плотностью критического тока. Получить в эксперименте такую знакопеременную плотность можно за счет включения специальным образом магнитного слоя в область слабой связи. Перспективы практического использования таких структур связаны с возможностью получения на их основе бистабильных джозефсоновских элементов. Выполненный в статье для рассматриваемых контактов совместный анализ ток-фазовых зависимостей вместе с динамическими характеристиками позволил предложить оптимизацию функционирования ячейки быстрой сверхпроводниковой памяти на основе бистабильного контакта и оценить диссипацию энергии для операций «запись» и «считывание».

Ключевые слова: сверхпроводимость, быстрая одноквантовая логика, магнетизм, эффект Джозефсона, джозефсоновский контакт, джозефсоновская память.

УДК: 538.945, 537.611.44. PACS: 74.45.+c; 74.50.+r; 85.25.Cp; 85.25.Hv; 74.78.-w; 75.47.-m; 85.75.-d.

Введение

Джозефсоновские гетероструктуры с магнитными слоями (F) в области слабой связи являются на сегодняшний день основными кандидатами на роль ключевых элементов быстрой энергоэффективной памяти, совместимой с цепями сверхпроводниковой (S) электроники [1–9]. Среди многочисленных концепций реализации упомянутого элемента-ключа особняком стоят предложения, подразумевающие использование распределенных магнитных контактов с пространственно неоднородной плотностью критического тока. Использование в слабой свя-

зи либо 1) магнитного слоя переменной толщины (рис. 1, а) [10], либо 2) нормального «подслоя» (N), занимающего лишь часть полной площади контакта (рис. 1, б) [11], либо 3) бислоя нормальный металл/ферромагнетик (N/F) с NF-границей, ориентированной вдоль направления протекания бездиссипативного тока (рис. 1, в) [12], обеспечивает при определенных условиях знакопеременную плотность критического тока. При этом система как целое для определенных соотношений между двумя существенно различающимися токовыми каналами и для достаточно больших, сравнимых с джозефсоновской

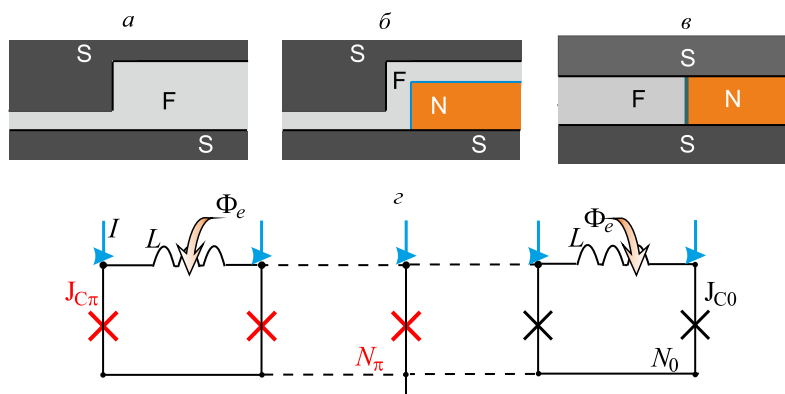


Рис. 1. Схематические изображения длинных джозефсоновских структур, содержащих сверхпроводящие S (а) и магнитные F (б) слои, а также слои нормального металла N (в). Принципиальная схема используемой модели на основе параллельной цепочки джозефсоновских 0- и π -переходов (г)

длиной λ_J размеров ведет себя как так называемый φ -контакт, т.е. как джозефсоновский элемент, фаза которого в основном состоянии при отсутствии протекающего через него транспортного тока равна $\pm\varphi$ ($0 < \varphi < \pi$) [13]. Два устойчивых состояния такого элемента (соответствующие джозефсоновской фазе, равной $+\varphi$ и $-\varphi$) могут быть использованы как «0» и «1» элемента памяти; наличие двух значений критического тока (переход в резистивное состояние, сопровождаемый импульсом напряжения на контакте, здесь зависит от «выбора» системой одного из устойчивых состояний) дает возможность реализовать операцию «считывание»; приложением магнитного поля можно перевести φ -контакт из одного устойчивого состояния в другое, реализовав операцию «запись» [14]. В данном случае необходимо особо подчеркнуть: операция «запись» может быть выполнена с использованием относительно слабых (до нескольких Эрстед) полей за характерное джозефсоновское время, измеряемое пикосекундами.

Простейшая модель для качественного описания динамических характеристик описанного φ -контакта — это асимметричный двухконтактный интерферометр с разными знаками критического тока джозефсоновских переходов и достаточно большой соединительной индуктивностью [15]. Серьезные успехи на пути к более полной теоретической картине физических явлений в системе были достигнуты при анализе уравнения типа синус-Гордон со скачкообразным изменением плотности критического тока [16]. Однако определенным недостатком полученных выражений для вида ток-фазовой зависимости (ТФЗ) было использование при выводе предположения о малости изменения джозефсоновской фазы структуры в направлении, перпендикулярном направлению протекания бездиссипативного тока. В данной статье мы предлагаем усовершенствованный вариант разработанных ранее моделей на основе параллельной цепочки джозефсоновских переходов (рис. 1, з): часть переходов является обычными 0-контактами, а часть — π -контактами с отрицательным критическим током, прочно вошедшими в современную сверхпроводниковую электронику [17], что позволяет учесть квазинепрерывное изменение джозефсоновской фазы вдоль пространственно неоднородной структуры. На основе модифицированной модели магнитного джозефсоновского перехода с пространственно-неоднородной областью слабой связи выполнена оптимизация операций «запись» и «считывание».

1. Моделирование динамики распределенного джозефсоновского контакта

Будем использовать для описания сосредоточенных джозефсоновских элементов «резистивную модель», полагая, что полный ток через контакт состоит из трех компонент: 1) тока, протекающего без диссипации энергии; 2) резистивной компоненты тока; 3) емкостного слагаемого, возникающего за счет

формирования сверхпроводящими электродами (S) эффективного конденсатора [18]:

$$I = I_C \sin \varphi + \frac{\hbar}{2e_0 R_N} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\hbar C}{2e_0} \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \quad (1)$$

где I_C — критический ток, т.е. максимальный бездиссипативный ток, который может протекать через контакт; R_N — нормальное сопротивление контакта; C — емкость контакта; $\hbar$ — постоянная Планка; e_0 — заряд электрона; t — время. Вид бездиссипативного слагаемого тока $I_C \sin \varphi$ отражает электронейтральность системы в целом и 2π -периодичность фазы параметра порядка (стационарный эффект Джозефсона). Напряжение на джозефсоновском контакте пропорционально производной джозефсоновской фазы по времени $V = \frac{\hbar}{2e_0} \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ (нестационарный эффект Джозефсона), откуда следуют вид второго V/R_N и третьего $C \frac{\partial V}{\partial t}$ слагаемых в (1).

Распределенный контакт мы будем моделировать как параллельную цепочку джозефсоновских контактов, соединенных малой индуктивностью L ($\lambda^{-1} \equiv l = 2\pi L I_C / \Phi_0 \ll 1$, Φ_0 — квант магнитного потока). Тогда для элементов распределенного контакта запишем систему дискретных уравнений синус-Гордон:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} &= i + \left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1 - \varphi_e}{l} \right) - j_c \sin \varphi_1 - \alpha \frac{\partial \varphi_1}{\partial t}, \\ \frac{\partial^2 \varphi_k}{\partial t^2} &= i + \left(\frac{\varphi_{k+1} - \varphi_k + \varphi_{k-1}}{l} \right) - j_c \sin \varphi_k - \alpha \frac{\partial \varphi_k}{\partial t}, \\ \frac{\partial^2 \varphi_N}{\partial t^2} &= i - \left(\frac{\varphi_N - \varphi_{N-1} - \varphi_e}{l} \right) - j_c \sin \varphi_N - \alpha \frac{\partial \varphi_N}{\partial t}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $j_c = \begin{cases} j_{c,\pi}, & k \leq N_\pi, \\ j_{c,0}, & k > N_\pi, \end{cases}$ N и N_π — общее количество элементов и количество π -контактов соответственно, φ_e — внешний безразмерный поток, α — безразмерное затухание в системе. Число контактов можно связать с размерами реальной системы при помощи соотношения $l = (d/(N-1))^2$, где d — линейный размер перехода, выраженный в джозефсоновских длинах λ_J , причем за единичную плотность тока будет принята плотность критического тока в 0-области $j_{c,0}$.

Для построения ТФЗ распределенного контакта необходимо для каждого значения тока питания i , не превышающего критический ток структуры, найти значение установившейся средней фазы $\psi = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \varphi_k$, где φ_k — установившееся фаза на k -м переходе, получаемая из системы уравнений (2) при помощи широко известного метода Рунге-Кутты. Проблема этого подхода заключалась в том, что из решения уравнений для динамики фазы можно найти только устойчивые состояния, удовлетворяющие условию $\frac{\partial i}{\partial \psi} > 0$. Данная проблема была решена с помощью аппроксимации полученных устойчивых

точек зависимостью вида

$$I(\psi) = \sum_{j=1}^M (A_j \sin(j\psi) + B_j \cos(j\psi)). \quad (3)$$

Алгоритм аппроксимации без внешнего магнитного поля содержал три шага.

1. Для $M = 1$ решалось матричное уравнение $\hat{\mathbf{A}}\hat{\psi} = \hat{\mathbf{i}}$, где в общем виде

$$\hat{\psi} = \begin{pmatrix} \sin \psi_1 & \cdots & \sin(M\psi_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sin \psi_M & \cdots & \sin(M\psi_M) \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathbf{i}}^T = \begin{pmatrix} i_1 \\ \vdots \\ i_M \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_M \end{pmatrix},$$

а i_j и ψ_j получены из решения системы дифференциальных уравнений (2).

2. Для полученных коэффициентов $\hat{\mathbf{A}}$ рассчитывалось квадратичное отклонение для каждого точного решения.

3. Если суммарное квадратичное отклонение оказывалось больше заданного значения точности, то происходил возврат к шагу 1 с увеличением M на 1. Если отклонение оказывалось меньше заданного значения точности, то считалось, что функция $I(\psi)$

является ТФЗ распределенного контакта с заданной точностью.

При наличии внешнего магнитного поля алгоритм оставался тем же, но кроме синусоидальных гармоник также рассматривались и четные относительно джозефсоновской фазы компоненты.

2. Результаты моделирования

Проведенное численное моделирование позволило учесть влияние квазинепрерывного изменения джозефсоновской фазы вдоль пространственно-неоднородной структуры на вид ТФЗ, особенно заметное в присутствии внешнего магнитного поля. Так, на рис. 2, а приведены рассчитанные зависимости амплитуд первых двух гармонических компонент (как нечетных, так и четных) от нормированного внешнего потока в ячейку $\varphi_e = 2\pi \frac{\Phi_e}{\Phi_0}$ (параметры взятой для примера модели: $N = 80$, $N_\pi = 40$, $j_{c,\pi} = -0.7j_{c,0}$ и $l = 0.001$, размеры 0- и π -областей системы (d_0 и d_π) равны приблизительно 1.25). Для сравнения укажем, что решение непрерывного уравнения синус-Гордон относительно джозефсоновской фазы $\frac{\Phi_0}{2\pi l} \varphi'' - j_c(x) \sin \varphi = -j$, (l — удельная индуктивность и j — плотность тока питания) путем разложения по малому параметру — отклонению фазы от среднего значения ψ — до второго порядка

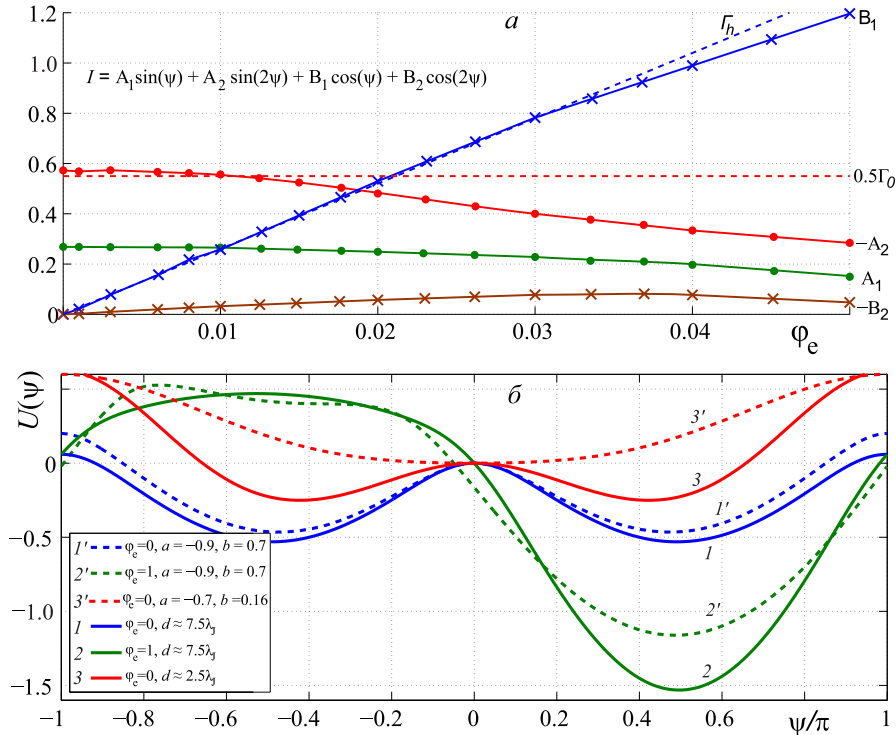


Рис. 2. а — Зависимость амплитуд первых двух гармоник (как нечетных, так и четных) от внешнего безразмерного потока для $N = 80$, $N_\pi = 40$, $j_{c,\pi} = -0.7j_{c,0}$ и $l = 0.001$. Штриховые линии иллюстрируют аналогичные результаты для компонент ТФЗ распределенного контакта, полученные на основе выражения

$\Gamma_0 = -\frac{(N-1)l}{12} \left(\frac{j_{c,0} - j_{c,\pi}}{j_{c,0} + j_{c,\pi}} \right)^2$ и т. д., преобразованного из работы [18]. б — Джозефсоновский потенциал как функция фазы и его эволюция под действием приложенного потока. Штриховыми линиями представлены аналогичные результаты для двухконтактного интерферометра, содержащего 0- и π -переходы. Параметры модели указаны на рисунке

дает следующий вид ток-фазовой зависимости [19]:

$$I(\psi) \propto \left(\sin \psi + \frac{\Gamma_0}{2} \sin 2\psi + h\Gamma_h \cos \psi \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= -\frac{d_0^2 d_\pi^2}{3} \frac{(j_{c,0} - j_{c,\pi})^2}{(j_{c,0} d_0 + j_{c,\pi} d_\pi)^2}, \\ \Gamma_h &= \frac{d_0 d_\pi}{2} \frac{j_{c,0} - j_{c,\pi}}{j_{c,0} d_0 + j_{c,\pi} d_\pi}. \end{aligned} \quad (5)$$

Выбранные для примера параметры моделируемой системы (длина распределенного контакта приблизительно $2.5\lambda_J$, для амплитуд нечетных гармонических компонент выполнено условие $|A_2| > A_1/2$, $A_2 < 0$) соответствуют бистабильному джозефсоновскому потенциалу, для которого при отсутствии внешнего магнитного поля минимумы разделены барьером U_b , практически исключающим переходы между устойчивыми состояниями под действием флуктуаций.

Систему с двумя устойчивыми состояниями можно рассматривать как элементарную ячейку памяти, хранящую бит информации. Для реализации операции «запись» в такой ячейке необходимо приложить определенный внешний магнитный поток: на рис. 2, б представлена эволюция джозефсоновского потенциала под действием приложенного потока, в результате которой система окажется в устойчивом состоянии « $+\varphi$ ». Из представленных на рисунке кривых 1 и 1', 2 и 2' видно, что на качественном уровне описать поведение системы можно, да-

же используя «предельно сосредоточенную» модель двухконтактного интерферометра, содержащего 0- и π -переходы (пусть отношение критических токов в такой модели есть параметр a , безразмерная индуктивность плеч — b). При этом по виду кривых 3 и 3' можно заключить, что, например, требования на «эффективный размер системы» для реализации бистабильного состояния, задаваемые величиной параметра b , оказываются существенно завышенными.

Разработанный метод анализа динамических характеристик бистабильной джозефсоновской системы открывает возможность оптимизации описанной операции «запись» с учетом влияния на ТФЗ квазинепрерывного изменения джозефсоновской фазы вдоль пространственно-неоднородной структуры. Систематизированные результаты такой оптимизации представлены на рис. 3, а. Как и следовало ожидать, минимальная длительность «прямоугольного» импульса τ , необходимая для проведения операции, обратно пропорциональна величине приложенного магнитного потока. Величина τ растет с увеличением нормированной плотности критического тока в π -области, что связано с увеличением амплитуды второй нечетной гармонической компоненты в ТФЗ и потенциального барьера U_b в «исходном» состоянии. Наконец, увеличивает минимальную требуемую для операции «запись» длительность воздействия и увеличение показателя затухания плазменных осцилляций в джозефсоновских контактах модели α .

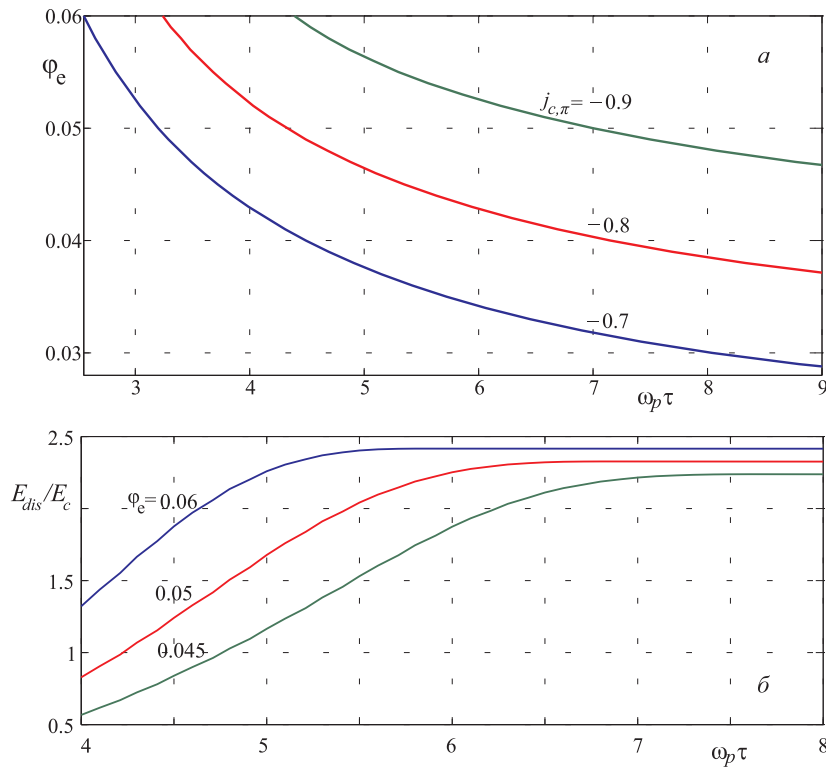


Рис. 3. а — Зависимости амплитуды импульса магнитного потока от его минимальной длительности, необходимой для операции «запись», при различных плотностях критического тока в π -области. б — Зависимости нормированной «энергии диссипации» для операции «запись» для различных амплитуд импульса магнитного потока (безразмерное затухание α всюду равно 1)

Изменение джозефсоновской фазы системы в ходе операции вызывает в соответствии с нестационарным джозефсоновским соотношением возникновение импульса напряжения на контакте и связанной с этим напряжением диссипации энергии порядка $E_C = I_C \Phi_0 / 2\pi \sim 10^{-19}$ Дж [20]:

$$E_{\text{dis}} = E_C \alpha \int_{-\infty}^{\tau} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t'} \right)^2 dt'. \quad (6)$$

Из рис. 3,б видно, что при увеличении длительности импульса энергия диссипации стремится к постоянному значению, которое соответствует полному затуханию колебания фазы в системе, причем амплитуда импульса сильнее влияет на величину диссипируемой энергии, чем его длительность. Для более низкого энерговыделения необходимо использовать слабые длинные импульсы, но это приведет к увеличению времени записи. Кроме того, системы с низкими по модулю плотностями критического тока в π -области быстрее выходят на постоянное (и несколько меньшее) значение «энергии диссипации».

Реализация операции «считывание» базируется на существовании двух критических значений тока питания для ячейки памяти на основе φ -контакта

(на рис. 4,а представлены рассчитанные зависимости этих значений от внешнего магнитного потока). Превышение первого критического значения I_{C1} переводит весь джозефсоновский элемент в резистивное состояние, формируя регистрируемый импульс напряжения, только если изначально он находился в устойчивом состоянии « $+\varphi$ ». Рис. 4,б иллюстрирует связь между минимальной длительностью «прямоугольного» импульса тока τ , необходимой для проведения операции «считывание», и амплитудой воздействия I_R для различных параметров системы, влияние которых аналогично подробно разобранному случаю операции «запись».

Заключение

Таким образом, результаты проведенной оптимизации показывают, что характерное время для операций «считывание» и, что особенно важно, «запись» определяется джозефсоновскими процессами и, как следствие, на много порядков меньше времени записи в типичных криогенных магнитных ячейках памяти, что позволяет использовать би-стабильный φ -контакт в качестве перспективного элемента сверхбыстрых оперативных запоминающих устройств (ОЗУ). Отдельно необходимо отметить, что традиционное отношение к джозефсоновским

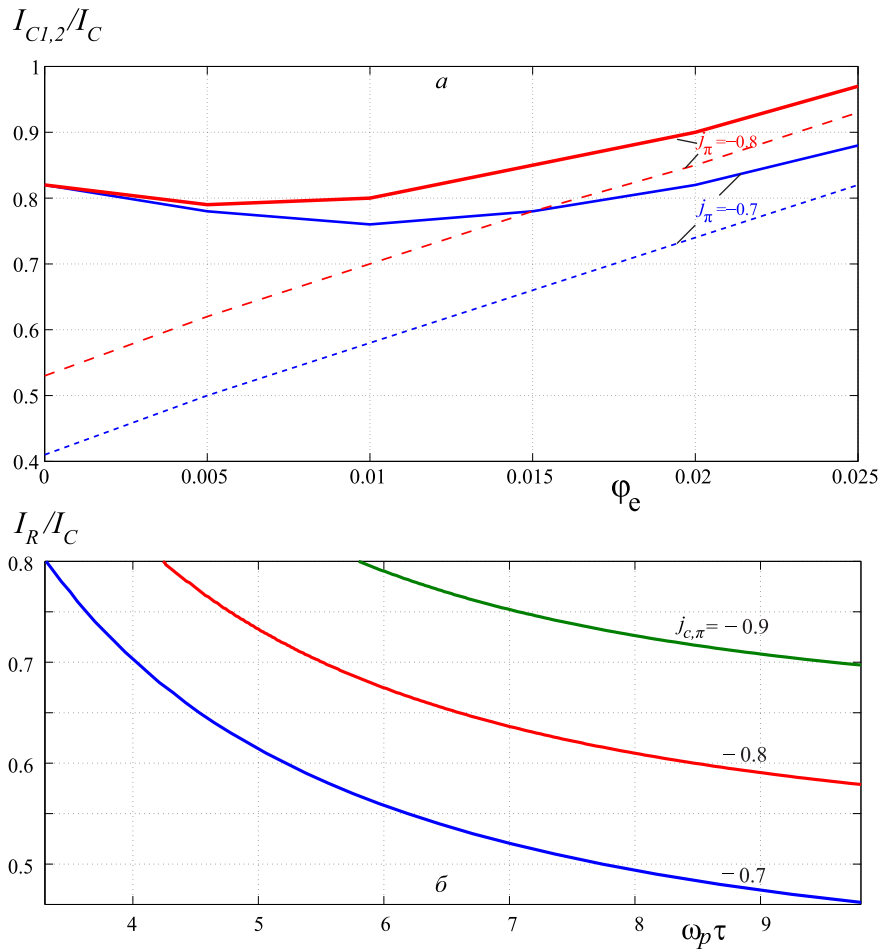


Рис. 4. а — Зависимости двух значений критического тока φ -контакта от внешнего магнитного потока при различных плотностях критического тока в π -области. б — Зависимости амплитуды импульса магнитного потока от его минимальной длительности, необходимой для операции «запись», при различных плотностях критического тока в π -области

π -контактам как к элементам «медленным» на настоящее время не совсем отвечает действительности. Для S-IsF-S структур, содержащих дополнительный сверхпроводящий слой в области слабой связи, уже продемонстрирована возможность реализации π -контактов с характерным напряжением $I_C R_N$ и характерной частотой, близкими к типичным для туннельных переходов значениями [6, 7]. Аналогичным образом добавление вспомогательного сверхпроводящего слоя с туннельным барьером I в область слабой связи представленных на рис. 1 структур позволит решить проблему быстродействия. При этом рассчитанная диссипация энергии в рассматриваемых процессах демонстрирует достижимую высокую энергоэффективность ячейки памяти — менее единицы характерной джозефсоновской энергии (составляющей порядка 10^{-19} Дж) на одну операцию.

Разработанный метод анализа транспорта заряда в распределенном джозефсоновском контакте со знакопеременной плотностью критического тока в перспективе позволит оптимизировать также характеристики «тихих» кубитов [21, 22], «семифлаксоновых» джозефсоновских осцилляторов [23] и перспективных рatchet-систем [24–26].

Работы проводились при поддержке Минобрнауки РФ, соглашение № 14.616.21.0011 (RFMEFI-61614X0011).

Список литературы

1. Oh S., Youm D., Beasley M. // Appl. Phys. Lett. 1997. **71**. P. 2376.
2. Bell C., Burnell G., Leung C.W. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. **84**. P. 1153.
3. Held R., Xu J., Schmehl A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. **89**. P. 163509.
4. Larkin T.I., Bol'ginov V.V., Stolyarov V.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. **100**. P. 222601.
5. Bol'ginov V.V., Stolyarov V.S., Sobanin D.S. et al. // JETP Lett. 2012. **95**, N 7. P. 408.
6. Bakurskiy S.V., Klenov N.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. **102**. P. 192603.
7. Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Soloviev I.I. et al. // Phys. Rev. B. 2013. **88**. P. 144519.
8. Baek B., Rippard W.H., Benz S.P. et al. // Nature Comm. 2014. **5**. P. 3888.
9. Бакурский С.В., Гудков А.Л., Кленов Н.В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 4. С. 3. (Bakurskiy S.V., Gudkov A.L., Klenov N.V. et al. // Moscow University Phys. Bull. 2014. **69**, N 4. P. 275.)
10. Sickinger H., Lipman A., Weides M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. **109**. P. 107002.
11. Soloviev I.I., Klenov N.V., Bakurskiy S.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. **105**. P. 242601.
12. Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu. et al. // Supercond. Sci. and Technol. 2013. **26**. P. 015005.
13. Buzdin A., Koshelev A.E. // Phys. Rev. B. 2003. **67**. P. 220504.
14. Goldobin E., Sickinger H., Weides M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. **102**. P. 242602.
15. Goldobin E., Koelle D., Kleiner R. // Phys. Rev. B. 2015. **91**. P. 214511.
16. Mints R.G. // Phys. Rev. B. 1998. **57**. P. R3221.
17. Ustinov A.V., Kaplunenko V.K. // J. Applied Physics. 2003. **94**. P. 5405.
18. Stewart W.C. // Appl. Phys. Lett. 1968. **12**, N 8. P. 277.
19. Lipman A., Mints R.G., Kleiner R. et al. // Phys. Rev. B. 2014. **90**. P. 184502.
20. Лухарев К.К., Ульрих Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами. Основы теории. М., 1978.
21. Klenov N.V., Kornev V.K., Pedersen N.F. // Physica C. 2006. **435**. P. 114.
22. Klenov N.V., Pugach N.G., Sharafiev A.V. et al. // Phys. Sol. State. 2010. **52**. P. 2246.
23. Paramonov M., Fominsky M.Yu., Koshelets V.P. et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. **104**. P. 062603.
24. Goldobin E., Sterck A., Koelle D. // Phys. Rev. E. 2001. **63**. P. 031111.
25. Soloviev I.I., Klenov N.V., Pankratov A.L. et al. // Phys. Rev. E. 2013. **87**. P. 060901.
26. Soloviev I.I., Klenov N.V., Pankratov A.L. et al. // Phys. Rev. B. 2015. **92**. P. 014516.

Switching between the stable states of a long Josephson φ junction

N. V. Klenov^{1,3,a}, V. I. Ruzhickiy¹, I. I. Soloviev^{2,3}

¹Department of Atomic Physics, Plasma Physics, and Microelectronics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

³Lukin Scientific Research Institute of Physical Problems, Zelenograd, Moscow 124460, Russia.
E-mail: ^anvklenov@gmail.com.

This paper describes current transport through a long Josephson junction with an alternating critical-current density. This alternating density can be achieved in experiments by incorporating a magnetic layer to the weak link in a special manner. The prospects for the practical use of such structures are related to the possibility of obtaining bistable Josephson elements on their basis. Joint analysis of both current-phase relations and dynamic characteristics made it possible to optimize the operation mode for a fast superconducting memory cell based on bistable contact and to assess the energy dissipation for the read and write operations.

Keywords: superconductivity, fast single-quantum logic, magnetism, Josephson effect, Josephson junction, Josephson memory.

PACS: 74.45.+c; 74.50.+r; 85.25.Cp; 85.25.Hv; 74.78.-w; 75.47.-m; 85.75.-d.

Received 11 June 2015.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2015).

Сведения об авторах

1. Кленов Николай Викторович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: nvklenov@gmail.com.
2. Соловьев Игорь Игоревич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: igor.soloviev@gmail.com.
3. Рузичкий Всеволод Игоревич — студент; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: vi.ruzhickiy@physics.msu.ru.