

## Квантование диамагнитного тока в сверхпроводящем кольце с точечным контактом Джозефсона

С.И. Бондаренко, В.П. Коверя, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: bondarenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 10 октября 2011 г.

Экспериментально установлено, что критическое значение диамагнитного тока, возбуждаемого внешним магнитным полем в сверхпроводящем кольце (с индуктивностью  $\sim 10^{-6}$  Гн) с прижимным точечным контактом ниобий–ниобий, обладающим свойствами контакта Джозефсона, является строго периодической функцией величины поля, несмотря на сложную микроструктуру прижимного контакта. Причины возникновения периодической зависимости обсуждаются на основе модели интерференции диамагнитного тока и квантованных значений циркулирующего тока в микроинтерферометре, образуемом прижимным контактом.

Експериментально встановлено, що критичне значення діаманітного струму, який збуджувано зовнішнім магнітним полем у надпровідному кільці (з індуктивністю  $\sim 10^{-6}$  Гн) з притискним точковим контактом ніобій–ніобій, що має властивості контакту Джозефсона, є строго періодичною функцією величини поля, не дивлячись на складну микроструктуру притискного контакту. Причини виникнення періодичної залежності обговорюються на основі моделі інтерференції діаманітного струму і квантованих значень циркулюючого струму в мікроінтерферометрі, що утворюється притискним контактом.

PACS: 74.25.Na Магнитные свойства, включая вихревые структуры и подобные явления;  
74.81.Fa Решетка джозефсоновских контактов и проволочные сети.

Ключевые слова: сверхпроводимость, кольцо, квантование, магнитное поле, точечный контакт.

### Введение

Диамагнитный ток  $I_L$  возбуждается в сверхпроводящем кольце при воздействии на него постоянного магнитного поля  $H_{\perp}$ , направленного перпендикулярно к его плоскости. Если кольцо имеет «слабый» участок с пониженным по сравнению с остальной частью кольца значением критического тока  $I_c$ , то сверхпроводящий диамагнитный ток не может быть больше  $I_c$ . Особенный интерес вызывают свойства колец со слабой связью при большой индуктивности кольца (т.е. при индуктивности, значительно большей индуктивности сверхпроводящих квантовых интерферометров), так как они мало освещены в литературе. В качестве «слабого» участка предпочтительно использовать один из типов контактов, обладающих свойствами контакта Джозефсона [1], потому что теория некоторых из них достаточно хорошо разработана [2]. Для экспериментальных исследований также важен технологический аспект возможности применения того или иного контакта для конкретного вида исследований. В последние

годы в этой области большое внимание уделяется вопросам контроля качества контактов в процессе их изготовления [3–6], а также возможности их использования не только при температуре жидкого гелия, но и при более высоких температурах [7].

Ранее зависимость  $I_L(H_{\perp})$  изучали в основном в кольцах квантовых интерферометров [2], где содержался один или два контакта Джозефсона того или иного типа. При этом было обнаружено, что при условии выполнения соотношения  $\Phi_0^2/2L_0 > kT$  ( $\Phi_0$  — квант магнитного потока через кольцо интерферометра,  $L_0$  — индуктивность кольца интерферометра,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура кольца) диамагнитный ток квантуется с периодом  $\Delta I_L = \Phi_0/L_0$ . Если же  $\Phi_0^2/2L_0 < kT$ , квантование тока не происходит. Последнее условие соответствует большим значениям индуктивности кольца ( $L_0 > 10^{-9}$  Гн при  $T = 4,2$  К).

Недавно [8] в наших исследованиях при  $T = 4,2$  К в процессе пропускания постоянного транспортного тока через сверхпроводящие кольца с индуктивностью  $L$  от  $10^{-6}$  до  $6 \cdot 10^{-6}$  Гн, которые содержат прижимной

точечный контакт, обладающий свойствами контакта Джозефсона, было обнаружено квантование транспортного тока в ветвях такого кольца. Этот эффект может быть объяснен сложной микроструктурой прижимного контакта, который представляет собой миниатюрный квантовый интерферометр с несколькими параллельно включенными микроконтактами типа S-c-S. Указанный контакт технологически прост в изготовлении и обладает достаточной стабильностью во времени. Целью настоящей работы является выяснение реакции сверхпроводящей структуры в виде такого кольца (без транспортного тока через него) на магнитное поле  $H_{\perp}$ , тем более, что нам не известны работы в этой области.

### Постановка эксперимента

Схема кольца с прижимным контактом показана на рис. 1. Она подобна схеме кольца, исследованного нами в [8], с той лишь разницей, что при изучении влияния магнитного поля на кольцо через точечный контакт не пропускался постоянный транспортный ток  $I$ . Для создания магнитного поля над поверхностью кольца располагали катушку с током, создающую поле  $H_{\perp}$  (на рис. 1 не показана). Кольцо формировали из ниобиевого (Nb) микропровода диаметром  $d = 0,07$  мм, а контакт создавали механическим прижатием концов микропровода друг к другу. Диаметр кольца составлял несколько сантиметров.

Часть микропровода кольца наматывалась в виде катушки на датчик феррозонда для бесконтактного измерения тока в кольце по его магнитному полю. Индуктивность  $L$  кольца вместе с катушкой составляла для разных экземпляров кольца от  $10^{-6}$  до  $6 \cdot 10^{-6}$  Гн. В ходе эксперимента кольцо располагалось в жидком гелии ( $T = 4,2$  К), и измерялась зависимость тока ( $I_L$ ) в кольце от магнитного поля  $H_{\perp}$ , создаваемого током катушки  $I_{H\perp}$ . Для ослабления влияния внешних магнитных полей случайного происхождения область расположения исследуемой структуры экранировалась ферромагнитным экраном.

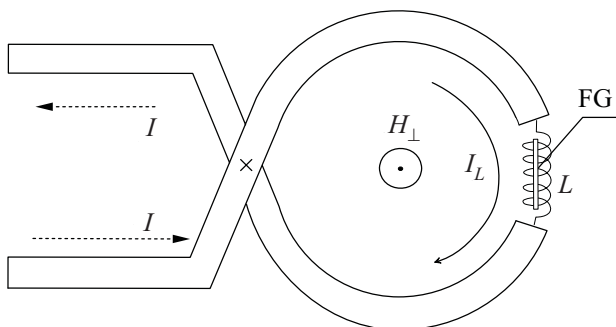


Рис. 1. Схема сверхпроводящего кольца с одним точечным контактом в магнитном поле  $H_{\perp}$ ; FG — датчик феррозонда;  $\times$  — положение точечного контакта между ниобиевыми проводниками,  $I$  — транспортный ток в случае его пропуска через точечный контакт.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2,а показана типичная зависимость  $I_L$  ( $I_{H\perp}$ ), полученная на одном из экземпляров кольца. Видно, что при увеличении тока  $I_{H\perp}$  по катушке, создающей магнитное поле, от нуля до 60 мА диамагнитный ток  $I_L$  в кольце возрастает до 20 мА. При дальнейшем увеличении  $I_{H\perp}$  возникает периодическое уменьшение  $I_L$  до 14 мА и увеличение вновь до 20 мА. Направление изменения тока  $I_L$  при этом отмечено на рис. 2,а одиночными стрелками. Таким образом, глубина модуляции тока в кольце  $\Delta I_L$  составляет 6 мА. При этом уменьшение тока  $I_L$  происходит скачкообразно. На зависимости  $I_L$  ( $H_{\perp}$ ) ток  $I_{H\perp}$  ограничен значением 180 мА, но зависимость остается периодической и при больших значениях  $I_{H\perp}$ . На рис. 2,а также видна другая особенность изменения тока в кольце. Она выражается в том, что при уменьшении тока  $I_{H\perp}$  от значения, соответствующего любому из скачков тока  $I_L$ , до нуля, ток  $I_L$  изменяется по одной из траекторий, показанных тонкими линиями с двойными стрелками. В частности, при выключении тока  $I_{H\perp}$  после первого скачка в кольце замораживается ток, рав-

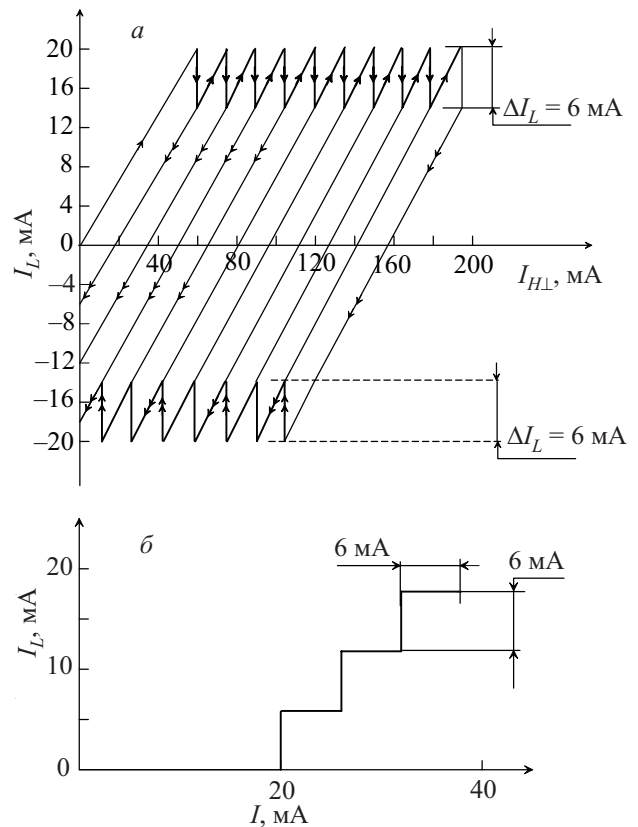


Рис. 2. Периодическая зависимость критического диамагнитного тока (положительные периодические значения тока  $I_L$ ) и критического парамагнитного тока (отрицательные периодические значения тока  $I_L$ ) в кольце с прижимным точечным контактом от внешнего магнитного поля  $H_{\perp}$ , перпендикулярного к плоскости кольца (а). Зависимость тока  $I_L$  в том же кольце от величины постоянного транспортного тока  $I$ , вводимого в точечный контакт при  $H_{\perp} = 0$  (б).

ный величине скачка  $\Delta I_L = 6$  мА, но с противоположным знаком, что соответствует возникновению парамагнитного тока в кольце, т.е. тока, создающего магнитное поле по направлению вектора выключаемого поля  $H_{\perp}$ . Уменьшение тока  $I_{H\perp}$  до нуля после второго скачка диамагнитного тока  $I_L$  приводит к увеличению замораживаемого парамагнитного тока (а значит, и замороженного поля в кольце) вдвое.

Уменьшение тока  $I_{H\perp}$  после других скачков практически не приводит к росту замораживаемого тока в кольце, так как его величина не может быть больше критического тока контакта. В то же время при уменьшении тока  $I_{H\perp}$  после третьего скачка возникает периодическая зависимость величины замораживаемого тока от уменьшаемого значения тока  $I_{H\perp}$ . Периодическая зависимость  $I_L(I_{H\perp})$  в отрицательной области значений  $I_L$  подобна зависимости  $I_L(I_{H\perp})$  при положительных значениях  $I_L$ .

Зависимость  $I_L(I_{H\perp})$  обращает на себя внимание: во-первых, строгой периодичностью изменения критического диамагнитного и парамагнитного токов и, во-вторых, значением глубины модуляции этих токов. Касаясь периодичности, следует заметить, что если разорвать кольцо на участке вне точечного контакта и исследовать по резистивной методике магнитопольную зависимость критического тока изолированного контакта, то оказывается, что она является сложной амплитудно-модулированной и неперiodической кривой [9]. Причиной такой зависимости является сложная микроструктура прижимного контакта, которая обнаруживается при резистивном режиме работы контакта. В нашем же случае критическое состояние кольца формируется постоянным магнитным полем и является недиссипативным. При этом зависимость критического диамагнитного поля от магнитного поля не обнаруживает указанной выше сложности и является строго периодической. Что касается глубины модуляции критических токов  $\Delta I_L$ , то она оказывается равной высоте периодических токовых ступеней на зависимости  $I_L(I)$  для того же кольца, как показано на рис. 2, б. Из сравнения зависимостей  $I_L(I_{H\perp})$  и  $I_L(I)$  также видно, что периодические скачки критического диамагнитного тока по величине соответствуют периодическим скачкам проникающего в кольцо транспортного тока, а в промежутках между скачками кольцо в обоих случаях находится в сверхпроводящем состоянии.

Поскольку количественной теории токовых недиссипативных состояний квантового интерферометра, имеющего множество различных параллельно соединенных микроконтактов и шунтированного сверхпроводящей индуктивностью, не существует, то можно сделать попытку лишь качественно объяснить токовые состояния кольца с прижимным контактом. Для этого представим кольцо с указанным контактом в виде модельной схемы, изображенной на рис. 3. Модельная схема предполагает,

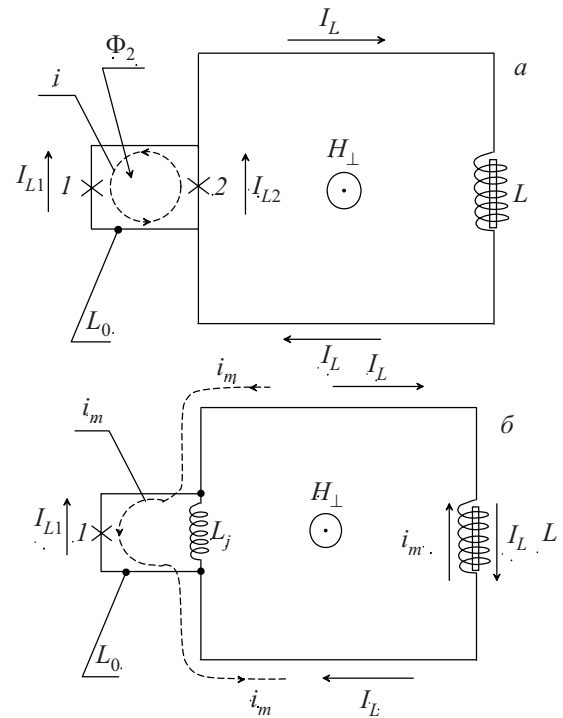


Рис. 3. Модельная схема кольца с двухконтактным интерферометром в магнитном поле  $H_{\perp}$  и распределение диамагнитного тока  $I_L$ , не превышающего критического тока интерферометра,  $L$  — индуктивность кольца,  $L_0$  — индуктивность интерферометра ( $L \gg L_0$ ), 1 и 2 — контакты Джозефсона,  $\Phi_2$  — магнитный поток через интерферометр,  $i$  — циркулирующий ток в интерферометре (а). Модельная схема и распределение токов  $I_L$  и  $i$  в случае достижения суммой токов  $(I_L + i)$  значения критического тока контакта 2 (б).

что наблюдаемая зависимость  $I_L(I_{H\perp})$  является результатом интерференции наводимого в кольце полем  $H_{\perp}$  неквантованного диамагнитного тока и квантованных значений циркулирующего в интерферометре тока  $i$ , возникающего в нем под действием вторичного поля  $h$  тока  $I_{H\perp}$ . Для упрощения анализа процессов, происходящих в этой структуре, на этой схеме прижимной точечный контакт представлен не интерферометром со многими параллельно включенными микроконтактами, а малоиндуктивным ( $L_0 \sim 10^{-13}$  Гн) интерферометром с двумя контактами Джозефсона 1 и 2 и с различными индуктивностями его ветвей, включенным в кольцо с большой индуктивностью ( $L \sim 10^{-6}$  Гн). Ток  $I_L$ , возбуждаемый магнитным полем  $H_{\perp}$  в кольце, создает вокруг ниобиевого проводника вторичное магнитное поле  $h$ , воздействующее на интерферометр:

$$h \approx I_L / \pi d. \quad (1)$$

Как известно [10], магнитное поле (в данном случае поле  $h$ ) вызывает периодическую модуляцию критического тока интерферометра. Первичной причиной пе-

риодической зависимости является квантование циркулирующего тока  $i$  в интерферометре, для которого выполняется соотношение  $\Phi_0^2 / 2L_0 > kT$ . В нашем случае миниатюрного интерферометра это соотношение выполняется с большим запасом. При этом циркулирующий ток периодически (с периодом по потоку, равным половине кванта магнитного потока в области интерферометра), может быть либо диамагнитным, либо парамагнитным. В первом приближении глубина квантовой модуляции критического тока интерферометра равна максимальному значению циркулирующего тока [10]:

$$i_m = \Phi_0 / 2L_0 . \quad (2)$$

При максимальном значении циркулирующего тока критический ток интерферометра минимален, а при нулевом значении максимален. Если максимальный критический ток интерферометра больше, чем глубина его модуляции, то диамагнитный ток  $I_L$ , возбуждаемый магнитным полем  $H_\perp$ , вначале при увеличении поля  $H_\perp$ , может возрасти до величины максимального критического тока контакта в соответствии с соотношением

$$I_L = \Phi / L = \mu_0 H_\perp S / L , \quad (3)$$

где  $\Phi$  — магнитный поток поля  $H_\perp$  через площадь кольца  $S$ ,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м. Затем он должен уменьшаться по некоторому закону до минимального его значения на величину, равную глубине модуляции  $\Delta I_L$ . При дальнейшем росте поля  $H_\perp$  процесс становится периодическим. Приблизительно такую же периодическую зависимость критического диамагнитного тока кольца от магнитного поля можно наблюдать во время эксперимента (рис. 2,а). При этом по экспериментальным данным с помощью формул (1) и (2) можно оценить величину  $\Delta I_L$ , которая оказывается близкой к ее экспериментальному значению. Отличие модельной зависимости от экспериментальной состоит в наличии на экспериментальной зависимости скачкообразного уменьшения тока  $I_L$  в кольце после достижения им максимального значения и строго линейного, диамагнитного его увеличения в соответствии с (3) после достижения минимального значения.

Изменение тока в кольце при уменьшении магнитного поля  $H_\perp$  может быть объяснено возбуждением в кольце тока противоположного направления с достижением подобных же периодических критических состояний интерферометра в отрицательной области значений тока  $I_L$ . При этом уменьшение поля от значений, соответствующих первым двум минимумам критического диамагнитного тока, особенно наглядно демонстрирует квантовый характер замораживания тока пор-

циями, равными глубине модуляции как диамагнитного, так и парамагнитного тока в кольце.

В заключение рассмотрим возможные причины возникновения специфической скачкообразной формы периодической зависимости критического диамагнитного тока от внешнего магнитного поля  $H_\perp$ . Некоторую информацию для выяснения этих причин можно получить из вида зависимости  $I_L$  ( $I_{H_\perp}$ ). На рис. 2 видно, что глубина модуляции тока  $\Delta I_L$  приблизительно втрое меньше максимального критического диамагнитного тока, определяемого критическим током микроинтерферометра, образованного прижимным контактом. Таким образом, для модельного интерферометра на рис. 3,а с контактами, имеющими близкие критические токи  $I_c$ , это означает, что параметр  $2I_c L_0 / \Phi_0$  больше единицы. Известно [11], что при этих значениях указанного параметра зависимость циркулирующего тока от приведенного значения магнитного потока  $\Phi_2 / \Phi_0$  ( $\Phi_2 \approx \mu_0 h s$ , где  $s$  — площадь квантования интерферометра) приобретает при достижении им критического тока интерферометра скачкообразный вид в области значений  $n\Phi_2 / 2\Phi_0$  ( $n = 1, 2, 3 \dots$ ). При этом циркулирующий ток скачком изменяет направление с диамагнитного на парамагнитное с величиной, равной  $i_m$ . С другой стороны, циркулирующий ток  $i$  складывается в одном (например, втором) контакте с частью  $I_{L2}$  тока кольца  $I_L$  (допустим, что  $I_{L2} \approx I_L / 2$ ) и вычитается из нее в другом (первом) контакте в зависимости от направления тока  $i$ , пока выполняется соотношение  $(I_L / 2) + i < I_c$  (рис. 3,а). По мере увеличения поля  $H_\perp$  и соответственно  $i$  может сложиться ситуация, когда в одном из контактов интерферометра (например, во втором) сумма  $(I_L / 2) + i_m$  достигнет значения критического тока  $I_c$  контакта интерферометра. При таком значении тока резко возрастает параметрическая джозефсоновская индуктивность  $L_J$  контакта [12]:

$$L_J = \Phi_0 / (2\pi I_c \cos \varphi) , \quad (4)$$

где  $\varphi$  — разность фаз волновых функций куперовских пар на контакте, зависящая от тока через контакт. В частности, при  $\varphi = \pi / 2$  параметрическая индуктивность обращается в бесконечность, что физически означает распаривание электронов в контакте. Из-за сильного возрастания  $L_J$  (до величины, большей, чем индуктивность кольца  $L \sim 10^{-6}$  Гн) одного из контактов вблизи  $I_c$  возникающий к этому моменту парамагнитный циркулирующий ток с амплитудой  $i_m$  может перераспределиться таким образом, что на короткий промежуток времени, сопоставимый с временем распаривания, равным  $\sim 10^{-12}$  с [11], он будет замыкаться по пути, состоящем из части контура интерферометра с первым контактом, несущим ток меньший, чем критический, и остальной части кольца, которая имеет индуктивность около  $10^{-6}$  Гн (рис. 3,б). При этом скачкообразно воз-

никающий парамагнитный ток  $i_m$  вычитается из диамагнитного тока кольца, что может объяснить наблюдаемое экспериментально скачкообразное уменьшение тока  $I_L$  (рис. 2). Вследствие этого процесса ток второго контакта уменьшается, он переходит в докритическое состояние, как и интерферометр в целом. Парамагнитный ток, попавший в кольцо, замораживается в нем подобно тому, как замораживался транспортный ток после появления токовой ступени на зависимости  $I_L(I)$  в [8]. Такое замораживание действительно имеет место в нашем эксперименте, если учесть факт появления парамагнитного тока в кольце после первого или второго скачка тока  $I_L$  (рис. 2). Переброс части циркулирующего тока из малоиндуктивного интерферометра в кольцо с большой индуктивностью  $L \sim 10^{-6}$  Гн, происходящий в течение очень короткого времени, не противоречит энергетическому соотношению, запрещающему возможность наблюдения квантовых процессов в кольцах с большой индуктивностью  $L$ , содержащих контакт Джозефсона:

$$\Phi_0/2L < kT, \quad (5)$$

так как указанное соотношение не включает в себя временной параметр и применимо только к длительным стационарным состояниям в подобных сверхпроводящих структурах.

Возвращаясь к аналогии между зависимостями  $I_L(I)$  и  $I_L(I_{H\perp})$  для кольца с прижимным точечным контактом Джозефсона, можно констатировать, что такой контакт является своеобразным электронным ключом, либо формирующим в кольце квантованные значения транспортного тока в виде ступеней тока (в случае ввода в контакт-интерферометр постоянного транспортного тока, показанного на рис. 1 штриховой линией), либо формирующий равные ступеням тока квантованные значения парамагнитного тока (в случае возбуждения диамагнитного тока в кольце внешним магнитным полем).

Для разработки количественной теории описанных в работе явлений необходим более глубокий анализ физических причин строгой периодичности и скачкообразности зависимости  $I_L(I_{H\perp})$  с помощью как предложенной модели кольца с интерферометром, так и данных экспериментов с кольцом, содержащим двухконтактный интерферометр, который имеет заранее известные геометрические размеры и значения критических токов контактов.

С точки зрения практического использования полученных результатов представляется перспективным исследование возможности создания на основе сверхпроводящего кольца с интерферометром квантового магнитометра нового типа, не требующего, в отличие от известных СКВИДов, подвода энергии для своей работы.

## Заключение

Исследование поведения сверхпроводящего кольца с точечным контактом Джозефсона в постоянном магнитном поле позволило установить ряд аналогий с процессами, происходящими в таком же кольце, но под действием постоянного транспортного тока, пропускаемого через него. В частности, подтверждена концепция представления прижимного точечного контакта как сложного квантового микроинтерферометра, токовое состояние которого может меняться как под действием транспортного тока, так и под действием диамагнитного тока, возбуждаемого в кольце внешним магнитным полем. Физической причиной этих изменений является интерференция либо транспортного тока, либо диамагнитного тока с квантовым циркулирующим током микроинтерферометра. Поэтому прилагательное «точечный» для прижимного контакта является условным и должно быть взято в кавычки.

Из проведенных исследований следует, что недиссипативное критическое токовое состояние «точечного» контакта в виде квантового интерферометра со многими случайными параллельно включенными микроконтактами Джозефсона, шунтированного сверхпроводящей индуктивностью, может изменяться в зависимости от внешнего магнитного поля строго периодически независимо от сложности его микроструктуры. При этом одной из возможных причин скачкообразного периодического уменьшения критического диамагнитного тока сверхпроводящего кольца с прижимным «точечным» контактом Джозефсона под действием внешнего магнитного поля может быть кратковременное ( $\sim 10^{-12}$  с) периодическое переключение парамагнитной части квантового циркулирующего тока микроинтерферометра, образованного в области прижимного контакта, в ветвь кольца с большой индуктивностью ( $L \sim 10^{-6}$  Гн). Последнее обстоятельство может быть положено в основу разработки нового типа сверхпроводящего квантового магнитометра.

1. B.D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
2. *Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение*, Б.Б. Шварц, С. Фонер (ред.), Мир, Москва (1980).
3. G.V. Kamarchuk, A.V. Khotkevich, V.M. Bagatskii, and A.V. Kravchenko, in: *Spectroscopy of Superconducting Materials*, E. Faulques (ed.), *American Chemical Society Symposium*, Ser. 730, Oxford University Press, Washington D.C. (1999), Chap. 14, p. 196.
4. Yu.G. Naidyuk and I.K. Yanson. *Point-Contact Spectroscopy*, Springer, New York (2004).
5. И.Д. Войтович, Т.С. Лебедева, П.Б. Шпилевой, Г.В. Якопов, *Компьютерні засоби, мережі та системи*, № 3, 35 (2004).

6. Н.Н. Будник, Т.С. Лебедева, П.Б. Шпилевой, Г.В. Якопов, *Компьютерні засоби, мережі та системи*, № 5, 47 (2006).
7. Y. Yoshinaga, S. Izawa, K. Wakita, T. Kito, M. Inoue, A. Fajimaki, and H. Hayakawa, *IEEE Trans. Appl. Supercon.* **13**, No. 2, Part 1, 805 (2003).
8. В.П. Коверя, С.И. Бондаренко, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко, И.С. Бондаренко, *ФНТ* **36**, 759 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 605 (2010)].
9. В.П. Коверя, А.В. Кревсун, С.И. Бондаренко, Н.М. Левченко, *ФНТ* **38**, 44 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 35 (2012)].
10. И.М. Дмитренко, С.И. Бондаренко, Т.П. Нарбут, *ЖЭТФ* **57**, 1513 (1969).
11. A.H. Silver and J.E. Zimmerman, *Phys. Rev.* **157**, 317 (1967).
12. К.К. Лихарев, Б.Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами*, изд-во Московского университета, Москва (1978).

## Quantization of diamagnetic current in a superconducting ring with Josephson point contact

S.I. Bondarenko, V.P. Koverya, A.V. Krevsun, and N.M. Levchenko

It is experimentally established, that the critical value of diamagnetic current excited by an external magnetic field in a superconducting ring (inductance  $\sim 10^{-6}$  H) with a Nb–Nb clamping point contact, possessing the Josephson contact properties, is a strictly periodic function of field, despite the complex microstructure of the clamping contact. The reasons of the periodic dependence are discussed on the basis of the model of interference of diamagnetic current and quantum values of circulating current in the microinterferometer, formed by the clamping contact.

PACS: 74.25.Ha Magnetic properties including vortex structures and related phenomena;  
74.81.Fa Josephson junction arrays and wire networks.

Keywords: superconductivity, ring, quantization, magnetic field, point contact.