08

СКИФ-магнитометр для навигационных систем: экспериментальное и теоретическое исследование базовых ячеек

© Г.С. Хисматуллин,[1,2] Н.В. Колотинский,[3] М.М. Хренов,[1,2,4] А.С. Ионин,[2] М.Ю. Фоминский,[4] Л.В. Филиппенко,[4] И.И. Соловьев,[1,4] Н.В. Кленов[3]

[1]НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия
[2]Российский квантовый центр,
143025 Москва, Россия
[3]Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия
[4]4 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009 Москва, Россия
e-mail: nvklenov@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2025 г.
В окончательной редакции 5 мая 2025 г.
Принято к публикации 5 мая 2025 г.

Разработан магнитометр с целью повышения точности инерциальных навигационных систем со сверхпроводниковыми гироскопами. Для минимизации ошибок считывания сигнала предложена конструкция магнитометра на основе цепочки последовательно соединенных двухконтактных интерферометров (СКВИДов) с варьируемыми эффективными площадями, что обеспечивает специальный вид квантовой интерференции, соответствующий полосовому фильтру (СКИФ), решающая проблему динамического диапазона и определения „нуля“ по магнитному полю. Экспериментальная часть работы включает проектирование и создание тестовых образцов интерферометров, измерение их статических и транспортных характеристик, в том числе вольт-потоковых зависимостей. Для адекватной интерпретации полученных данных и совершенствования технологии были разработаны численный и аналитический подходы к исследованию характеристик изготовленных структур. Полученные результаты подтверждают перспективность выбранных подходов и высокий потенциал предложенных теоретических методов анализа специфики макроскопической квантовой интерференции.

Ключевые слова: эффект Джозефсона, сверхпроводящий двухконтактный интерферометр, СКИФ.

DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61239.99-25

Введение

В последнее время сверхпроводниковые квантовые интерферометры (СКВИДы), обычно представляющие собой сверхпроводящий контур с парой слабых связей, называемых джозефсоновскими контактами, активно используются в различных навигационных системах. Их исключительная чувствительность к слабым магнитным полям делает их особенно востребованными при разработке новых типов автономных и комбинированных инерциальных систем, а также для высокоточной геолокации подвижных объектов.

Сверхпроводящая навигационная система обязательно включает в себя гироскопическую часть, позволяющую реализовать вычисление координат (инерциальную систему), т. е. она позволяет определять угловые скорости объекта, на котором она расположена, а следовательно, изменение его положения во времени относительно известного начального положения.

Гироскопы с использованием СКВИД магнитометрии можно разделить на два подкласса, в зависимости от наличия или отсутствия движущихся частей. Сверхпроводящие навигационные системы без движущихся частей, в частности, SARDIN [1] и интерферометрический акселерометр [2] демонстрируют высокие показатели чувствительности (например, в работе [2] предсказываемая чувствительность по ускорению составляет $\sim 10^{-10}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2\sqrt{\mathrm{Hz}}}$. Тем не менее даже такие характеристики оказываются хуже, чем у сверхпроводящих гироскопов с подвижными частями.

Сверхпроводящие гироскопы с подвижными частями представляют из себя развитие идей, лежащих в основе гироскопов на электростатическом подвесе [3]. Изначально такой гироскоп был предложен [4] для проверки общей теории относительности в эксперименте Gravity Probe [5].

Принцип работы данной системы основывается на особенностях сверхпроводящего состояния, когда основными носителями заряда выступают куперовские пары электронов. Конденсат из этих пар способен смещаться относительно ионов кристаллической решетки без потери энергии (без „трения“), что означает формирование бездиссипативного сверхтока. Когда подвешенная сверхпроводящая сфера (гироскоп) начинает вращаться, конденсат куперовских пар остается неподвижным. В то же время нескомпенсированное вращение заряженных

ионов кристаллической решетки создает магнитный момент, который оказывается направленным вдоль оси вращения гироскопа и сохраняет свою ориентацию в пространстве. Этот магнитный момент можно измерить с высокой точностью с помощью магнитометра, в качестве которого разумно использовать также сверхпроводящий и чувствительный СКВИД [6].

Полученные характеристики таких гироскопов превосходят возможности большинства конкурентов. В частности, дрейф нуля можно довести по теоретическим оценкам до $10^{-11}\,\frac{\circ}{\mathrm{h}}$, а экспериментально подтвержденное значение равно $10^{-4}\,\frac{\circ}{\mathrm{h}}$ [3,6].

В настоящей работе предлагается подход к модификации СКВИД магнитометра, являющегося наравне со сверхпроводящей сферой ключевым элементом гироскопа. Интересующие нас магнитометры могут быть реализованы не только на базе одиночных СКВИДов, но и на основе параллельных или последовательных цепочек СКВИДов, обеспечивающих существенно больший динамический диапазон (см., например, обзор [7]). Однако, несмотря на явные преимущества, СКВИД магнитометры сталкиваются с рядом технических ограничений, главным из которых является проблема возврата рабочей точки (de-jumping) [7].

Действительно, в силу периодичности функции отклика напряжения СКВИД магнитометра, любое сильное или быстрое воздействие на него может вызывать паразитные скачки выходного напряжения. Такие паразитные скачки увеличивают величину случайного дрейфа угловой скорости (AWR), которая, в свою очередь, ведет к нарастанию ошибок позиционирования во времени t как $t^{5/2}$ [8]. Для преодоления данной проблемы были предложены различные решения, например, использование СКВИД каскадов [9].

Тем не менее наиболее перспективным решением для преодоления данного недостатка мы считаем отказ от периодичности функции отклика напряжения на магнитный поток. Эту особенность можно получить при использовании цепочки последовательно соединенных двухконтактных интерферометров с меняющимися в заданных пределах эффективными площадями — последовательных СКИФ структур (сверхпроводниковых квантовых интерференционных фильтров) (рис. 1) [10]. Их применение в составе навигационных систем позволит повысить точность измерений при длительной эксплуатации в различных внешних условиях.

Структура статьи такова: сначала мы рассматриваем процесс проектирования ячеек последовательных СКИФ структур, далее мы описываем процедуру, в рамках которой важные, но при этом не измеряемые напрямую характеристики (разброс критических токов получившихся джозефсоновских контактов, реальные индуктивности контуров) могут быть получены на основе результатов экспериментального исследования при помощи численного имитационного моделирования. Наконец, мы представляем аналитическую теорию для быстрого расчета вольт-полевых характеристик больших СКИФ структур

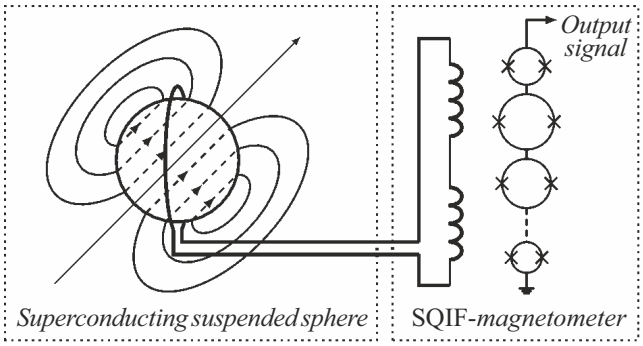

Рис. 1. Схема сверхпроводящего гироскопа с подвижной частью, состоящего из подвешенной сверхпроводящей сферы (слева), и СКИФ магнитометра на основе последовательно соединенных двухконтактных СКВИДов (справа).

и проверяем ее адекватность при сравнении с данными измерений.

1. Проектирование и изготовление базовых ячеек магнитометра с различными эффективными площадями

Ключевой научно-технической проблемой, решаемой в настоящей работе, является проблема технологии воспроизводимого создания ячеек СКИФ магнитометра, причем не все важные характеристики ячеек просто измерить напрямую. Одной из основных характеристик двухконтактного СКВИДа постоянного тока, тесно связанной с его эффективной площадью и определяющей в том числе и его чувствительность к изменениям внешнего магнитного поля, является индуктивность контура интерферометра. Поэтому важнейшим шагом в исследовании стала разработка методики экспериментальной оценки этой величины на реальных тестовых образцах.

В основу определения индуктивности СКВИДов постоянного тока (а также индуктивности на квадрат используемых тонких сверхпроводящих пленок, являющейся одним из основных параметров используемой технологии) мы предлагаем положить измерение периода модуляции вольт-потоковой характеристики СКВИДа. Для проверки подхода были спроектированы и изготовлены тестовые двухконтактные СКВИДы с разными площадями. На рис. 2 показана топология СКВИДа постоянного тока, выполненного на основе ниобиевой технологии ИРЭ РАН [11]. Толщины и материалы слоев, из которых изготавливаются интегральных схемы, также показаны на рисунке. Устройство расположено над сверхпроводящим экраном, выполненным из ниобия, а эффективный внешний магнитный поток в данном случае задан с помощью контрольной линии, лежащей в плоскости СКВИДа. Участок ниобиевой пленки в слое M2, индуктивность которого может быть определе-

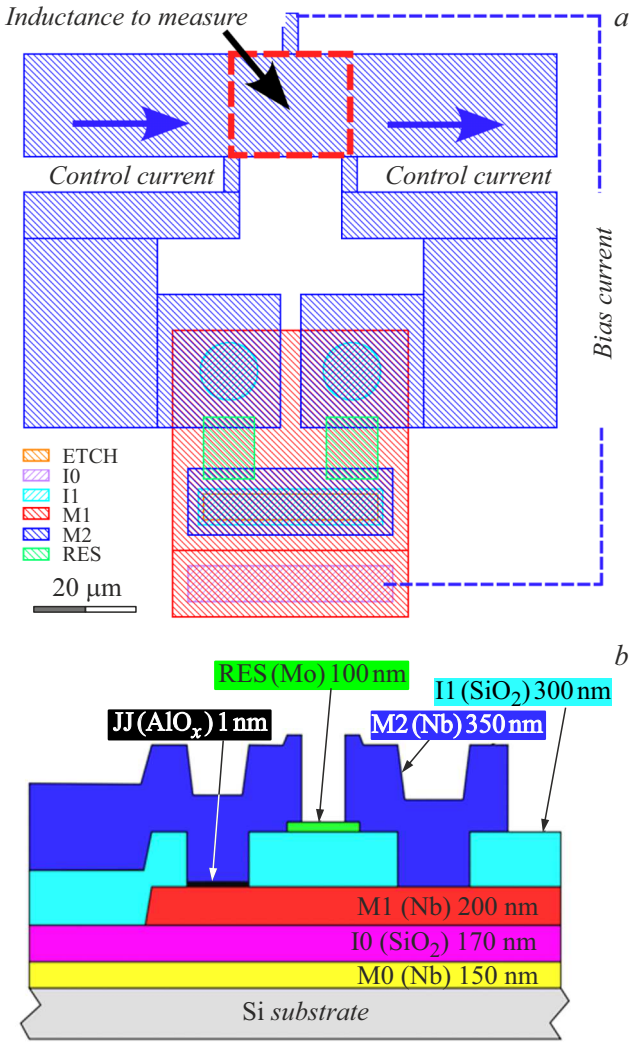

Рис. 2. *a* — топология СКВИДа постоянного тока, состоящего из двух одинаковых шунтированных джозефсоновских контактов сверхпроводник/изолятор/сверхпроводник (СИС) на основе трехслойки Nb/AlOx/Nb с плотностью критического тока 0.1 kA/cm^2. Критические токи контактов в проекте одинаковы и должны составлять 100 μA. Сопротивления резистивных шунтов также одинаковы и должны составлять 0.3 Ω; *b* — схематическое изображение структуры шунтированного джозефсоновского контакта над экраном. На схеме указаны названия, материалы слоев и их толщины, применяемые в технологии ИРЭ РАН.

на экспериментально, обведен красной штриховой линией. В данном примере площадь этого участка составляет 1 квадрат. В этой работе также будут рассмотрены СКВИДы, у которых площадь исследуемого участка составляет 2, 3, 4 и 5 квадратов.

Хорошо известно [12], что значение максимального сверхтока, текущего через СКВИД, периодически зависит от приложенного внешнего магнитного потока, причем период модуляции равен Φ0 (квант магнитного потока). Применяя это свойство интерферометров, можно измерять значения неизвестных индуктивностей, встраивая эти участки в индуктивную петлю интерферометра, и измеряя период модуляции величины полного сверхтока или напряжения. Недостаток данного метода заключается в том, что измеренная таким образом индуктивность будет является взаимной, а не собственной, поскольку контрольная линия не связана с петлей СКВИДа.

Для того чтобы измерить собственную индуктивность интересующего участка, в работе [12] был предложен подход, заключающийся в том, что контрольная линия для задания магнитного потока через СКВИД должна быть непосредственно соединена с петлей интерферометра. В данном случае участок, индуктивность которого необходимо измерить, по сути, сам является участком контрольной линии. Измеренная таким способом величина будет является собственной индуктивностью этого участка.

Определенные экспериментальным путем значения величины индуктивности на квадрат сравнивались со значениями, получившимися при моделировании исследуемых топологий в программе 3D-MLSI [13]. Полученная в таком расчете индуктивность одного квадрата сверхпроводящей пленки, расположенной над сверхпроводящим экраном, составила 0.72 pH.

2. Численное моделирование для экстраполяции параметров ячейки на основе результатов эксперимента

Для анализа были выбраны СКВИДы с пятью различными эффективными площадями. Фотография одной из изготовленных ячеек и ее эквивалентная схема приведены на рис. 3.

Для таких СКВИДов закладывались при проектировании следующие значения критических токов джозефсоновских контактов (J_1, J_2 на рис. 3, *b*): $Ic_1, Ic_2 = 100\,\mu$A; индуктивности ($L = L_1 + L_2$ на рис. 3, *b*) закладывались так, чтобы получить значение 0.72 pH на квадрат, а значения полных индуктивностей $L = L_1 + L_2$ составляли 0.72, 1.44, 2.16, 2.88 и 3.6 pH для участков с площадями в 1, 2, 3, 4 и 5 квадратов соответственно.

На рис. 4 представлен пример разработанного дизайна для всего чипа с исследуемыми элементами. Рассмотрим подробнее отдельную ячейку на примере СКВИДа SQ1. У СКВИДа есть две линии для задания тока (SQ1_+I и –I), две линии для снятия напряжения (SQ1_+V и –V), а также две линии для задания магнитного поля посредством стороннего тока через индуктивности СКВИДа L_1, L_2. Таким образом, есть возможность проводить измерения вольт-амперных $I(V)$, вольт-потоковых характеристик $V(\Phi)$, а также зависимости критического тока для всего интерферометра (т. е. максимального бездиссипативного тока через структуру) от магнитного поля. Рассмотрим методику определения

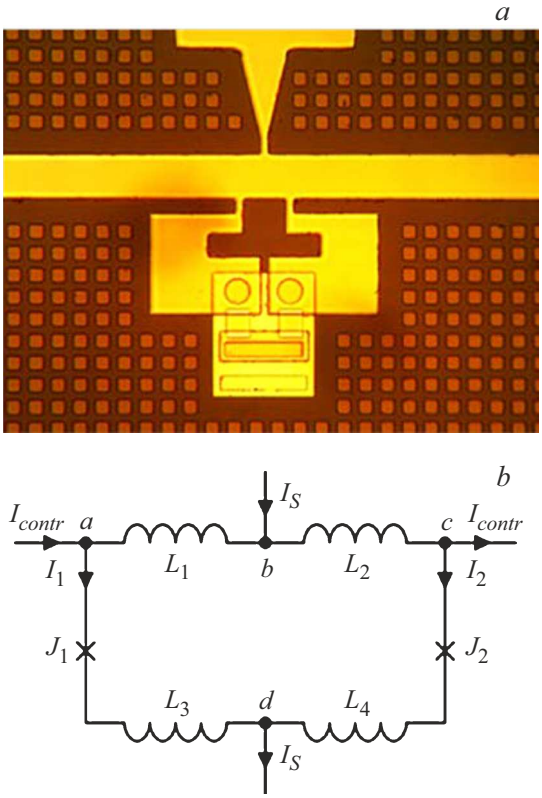

Рис. 3. *a* — фотография изготовленного СКВИДа; *b* — эквивалентная схема СКВИДа. Крестами отмечены джозефсоновские контакты *J*1 и *J*2. Общий критический ток СКВИДа равен сумме критических токов джозефсоновских контактов: $I_{c1} + I_{c2}$; индуктивность контура СКВИДа $L = L_1 + L_2 + L_3 + L_4$.

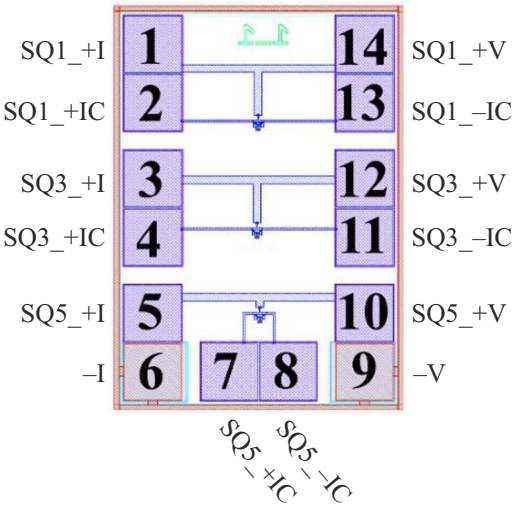

Рис. 4. Пример чипа с тремя СКВИДами (SQ1, SQ3, SQ5).

реальных характеристик структур на основе анализа таких зависимостей.

Для численного анализа и экстраполяции важных характеристик ячеек была выбрана следующая модель с уравнениями на основе правил Кирхгофа и баланса сверхпроводящих фаз в контурах:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi\varphi_a + \pi\beta_L\left(j - \frac{\alpha_L}{2}i\right), \tag{1}$$

$$i = (1-\alpha_I)\sin(\varphi_1) + (1+\alpha_I)\sin(\varphi_2), \tag{2}$$

$$2j = (1-\alpha_I)\sin(\varphi_1) - (1+\alpha_I)\sin(\varphi_2), \tag{3}$$

где φ_1, φ_2 — фазы на джозефсоновских контактах J_1, J_2; $I_{C0} = \frac{I_{c1}+I_{c2}}{2}$; $\varphi_a = \frac{\phi_a}{\phi_0}$ — нормированный на квант магнитного потока ϕ_0 — поток через контур СКВИДа; $\beta_L = \frac{2LI_{c0}}{\phi_0}$; $j = \frac{J}{I_{c0}}$ — нормированный циркулирующий ток в СКВИДе; $\alpha_L = \frac{(L_1+L_3)-(L_2+L_4)}{(L_1+L_3)+(L_2+L_4)}$; $i = \frac{I}{I_{c0}}$; $\alpha_I = \frac{I_{c1}-I_{c2}}{I_{c1}+I_{c2}}$.

На основе численного моделирования были аппроксимированы экспериментально полученные зависимости максимального бездиссипативного тока СКВИДа от приложенного магнитного поля, которое создавалось протеканием тока I_{contr} через индуктивности L_1 и L_2 (рис. 5). Видно, что качество приближения экспериментальных данных при помощи имитационного моделирования вполне удовлетворительно. Предлагаемый набор параметров в численном моделировании позволил получить оценки на следующие важные, но не всегда поддающиеся простому прямому измерению характеристики: средний критический ток СКВИДа (I_{C0}), индуктивный параметр β_L, а также асимметрия по критическим токам $\alpha_I = \frac{I_{c1}-I_{c2}}{I_{c1}+I_{c2}}$, что и составляет суть нашей методики экспериментальной оценки технологии производства сверхпроводниковых структур. Из анализа экспериментальных данных и их сравнения с моделированием (см. пример на рис. 5, *a*) мы получили оценки для ключевых параметров: $L_1 + L_2 = 3.08$ pH, $I_{c0} = 86\,\mu$A, $\alpha_I = 0.25$ для выбранного случая. Видно, что наиболее ярко технологический разброс величин критических токов контактов проявляет себя в асимметрии ток-потоковых зависимостей, проиллюстрированной на рис. 5, *c*.

Приведем при этих параметрах также рассчитанные вольт-потоковые зависимости при разных токах смещения (рис. 6, *a*), смещающих всю кривую по оси ординат. Здесь же приведены также и типичные аппроксимации вольт-потоковых зависимостей, т. е. зависимости напряжения от приложенного магнитного потока при фиксированном значении тока задания рабочей точки (рис. 6, *b*). При проведении анализа экспериментальных данных нельзя не учитывать паразитный магнитный поток, который приведет к смещению зависимости по оси абсцисс.

В результате применения описанной методики оказалось, что на 8 образцах среднее значение относительного отклонения измеренного критического тока I_{C0} от заданного значения составило -12%; средняя величина асимметрии α_I — примерно 0.13. Измеренные значения индуктивности на квадрат составляли от 0.74 до 0.8 pH, так что относительное отклонение от заданной при проектировании величины составляло от $\sim 3\%$ до 10%.

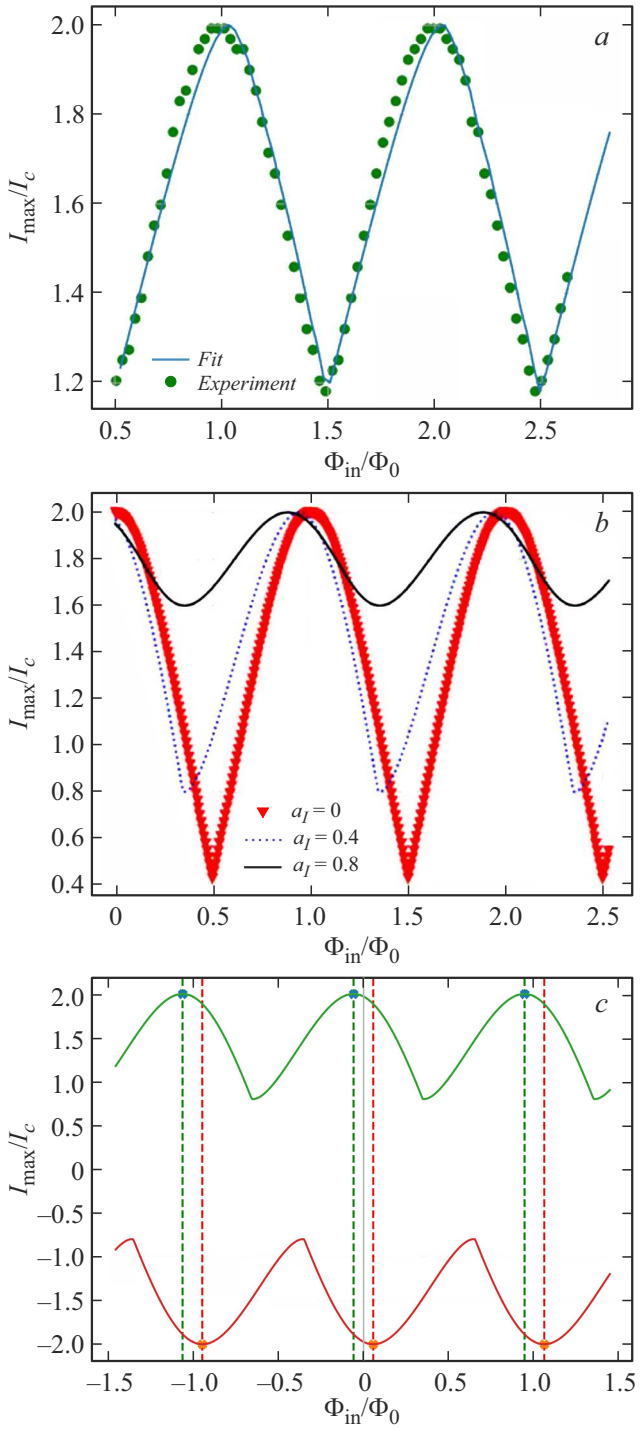

Рис. 5. *a* — аппроксимация (кривая) экспериментально полученных данных (точки) на зависимостях максимального бездиссипативного тока для СКВИДа с предполагаемой индуктивностью 1.44 pH; *b* — рассчитанные зависимости максимального бездиссипативного тока от прикладываемого в контур магнитного потока при разных значениях параметра $\alpha_I = 0$; 0.4; 0.8 (треугольники, точки и сплошная кривая соответственно); *c* — асимметрия зависимости максимального бездиссипативного тока от прикладываемого в контур магнитного потока при $\alpha_I = 0.4$.

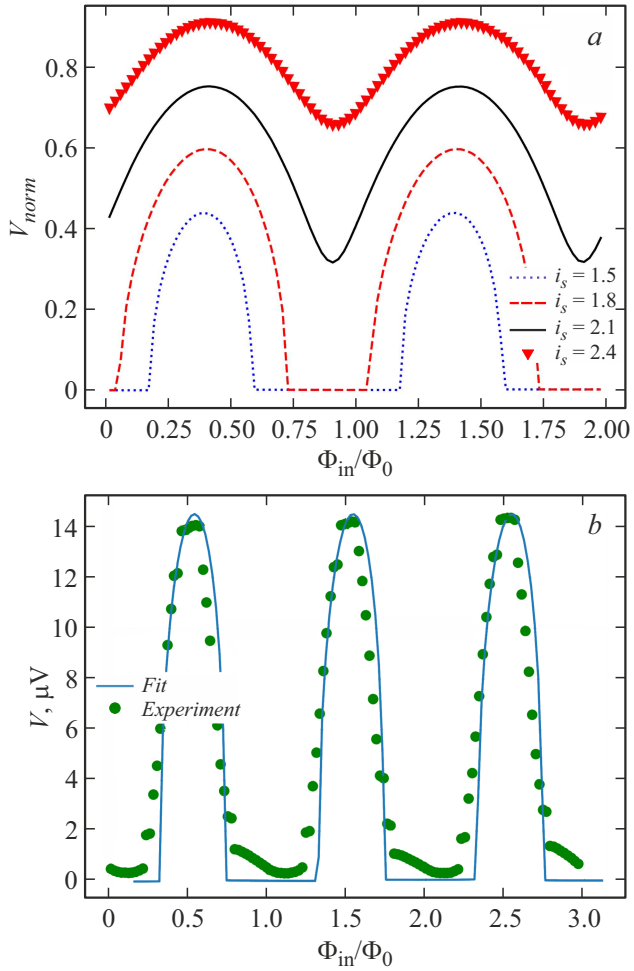

Рис. 6. *a* — результаты численного расчета вольт-потоковой зависимости при разных нормированных значениях тока смещения i_s; *b* — экспериментально измеренная вольт-потоковая зависимость для СКВИДа (точки) и ее аппроксимация при помощи численного расчета (кривая) с параметрами $L_1 + L_2 = 3.08$ pH, $I_c = 86\,\mu$A, $\alpha_I = 0.25$.

3. Аналитические выражения для отклика интерферометров

Рассмотрим теперь аналитический подход к описанию измеряемых транспортных характеристик СКВИДа [14], а также сравнение аналитического решения с заданными параметрами с итоговым экспериментальным результатом. В данном случае безразмерный ток через джозефсоновский контакт представлен как: $i_{1,2} = \sin(\varphi_{1,2}) + \dot{\varphi}_{1,2}$. Нормированная индуктивность равна $l = \frac{2\pi L I_{C0}}{\Phi_0}$. Нормированная величина напряжения на СКВИДе без учета конечной индуктивности тогда будет выражаться как

$$v_{l=0}(i, \varphi_a) = \sqrt{\frac{i^2}{4} - (\cos(\varphi_a))^2}. \qquad (4)$$

Для нормированного напряжения на СКВИДе с учетом конечной индуктивности следует использовать сле-

дующие выражения:

$$v_{l\neq 0}(i,\varphi_a) = v_{l=0}(i,\varphi_a) - A(i,l)L_s(i,l)^2 \times \frac{v_{l=0}(i,\varphi_a)^2}{L_s(i,l)^2 v_{l=0}(i,\varphi_a)^2 + 4}\left(\frac{i_b}{2} - v_{l=0}(i,\varphi_a)\right)\tan^2(\varphi_a). \quad (5)$$

Величины $A(i,l)$, $L_s(i,l)$ можно выразить так:

$$A(i,l) = p(l)q(l)\cdot\left(\frac{(i^2-2)}{2}\right. \times \frac{1}{((q(l)-p(l)-2p(l)q(l))+p(l)\left(\sqrt{2}+i^2q(l)\right)}, \quad (6)$$

$$p(l) = \frac{l^{1.66}}{7.22+2.44\cdot l^{1.48}}, \quad (7)$$

$$q(l) = \frac{l^{1.92}}{19.14+5.25\cdot l^{1.625}}, \quad (8)$$

$$Ls(i,l) = 4 \times\sqrt{\frac{2(q(l)-p(l))+p(l)q(l)(i^2-4)+\sqrt{2}p(l)}{2(i^2p(l)-2q(l))-2p(l)q(l)(i^2-4)-i^2\sqrt{2}p(l)}}. \quad (9)$$

Аналитические выражения позволяют легко исследовать изменение вида вольт-полевой зависимости при изменении параметров системы, как, например, показано на рис. 7, *a*. Теперь приведем сравнение экспериментальных данных с предсказаниями аналитического подхода (рис. 7, *b*). Видно, что и в этом случае качество полученной аппроксимации можно сделать вполне удовлетворительным.

Практическое значение апробированного аналитического подхода определяется открывающимися возможностями для проектирования больших массивов СКВИДов с высоким динамическим диапазоном, необходимым для функционирования в составе навигационных систем. В то время как форма отклика напряжения является одной из важнейших характеристик интересующих нас магнитометров, ее численный расчет требует значительных временных затрат. Стандартные специализированные программные пакеты для моделирования сверхпроводниковых схем на практике не способны справиться с цепями, содержащими более 500 переходов, поэтому сложные структуры приходится разбивать при проектировании на несколько частей. В этом отношении предлагаемый аналитический подход к описанию усредненных по времени характеристик СКВИДа представляет собой ценное решение. Преимущество аналитического расчета перед численным становится очевидным, если сравнить отклики напряжения ячеек в СКИФ структуре.

Напряжение на СКИФ структуре без учета конечных индуктивностей будет описываться суммой всех напряжений (4) на всех СКВИДах в цепочке, а напряжение с учетом конечных индуктивностей — суммой всех напряжений (5) также со всех СКВИДов. Кривая, численно рассчитанная для СКИФ структуры, содержащей $N = 20$

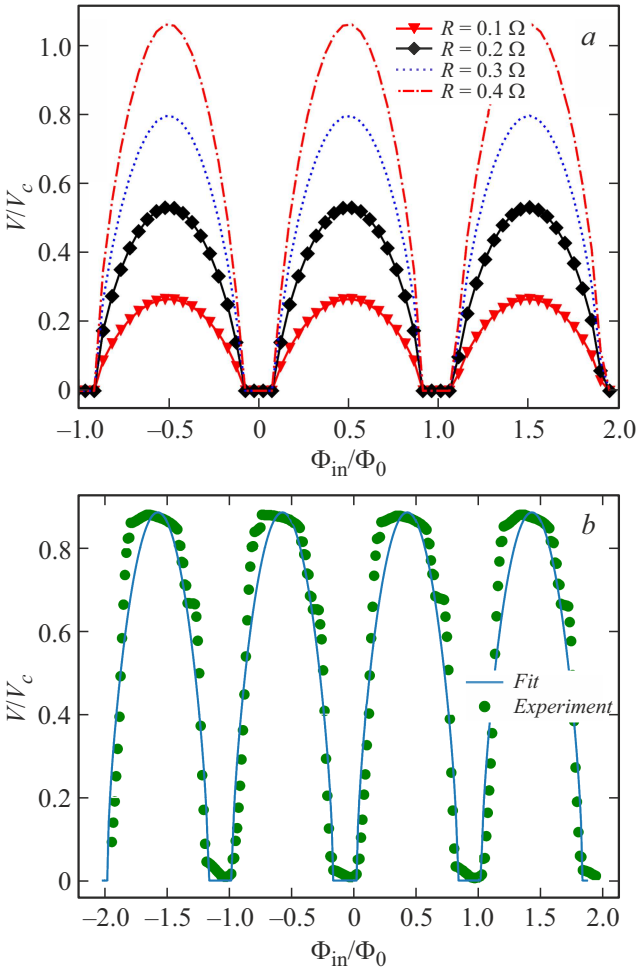

Рис. 7. *a* — вольт-потоковые зависимости при различных значениях величины шунтирующих резисторов; значения параметров: $L_1 + L_2 = 1.44$ pH, $I_c = 86\,\mu$A; *b* — сравнение аналитического решения (5) для транспортных характеристик интерферометра (кривая) и экспериментальных данных (точки).

СКВИДов, представлена точками на рис. 8. Отклики СКИФ для той же структуры и для СКИФ, содержащего $N = 2000$ СКВИДов, полученные как сумма откликов ячеек, показаны сплошными линиями (последняя кривая уменьшена в 50 раз (рис. 8, синий пунктир). Чтобы показать влияние индуктивностей, мы рассчитали отклик СКИФ структуры с $N = 20$, положив $l = 0$ (рис. 8, черная сплошная кривая) и сохранив площади ячеек неизменными (рис. 8, красные треугольники).

Мы показали, что и зависимости, рассчитанные численно, и результаты с использованием нашего аналитического подхода позволяют получить адекватное представление о виде вольт-потокового преобразования СКИФ структуры. В то же время кривая, рассчитанная в приближении нулевой индуктивности (для $l = 0$), может дать лишь грубую оценку амплитуды и формы отклика напряжения. При использовании аналитического подхода мы не получили существенной разницы по времени

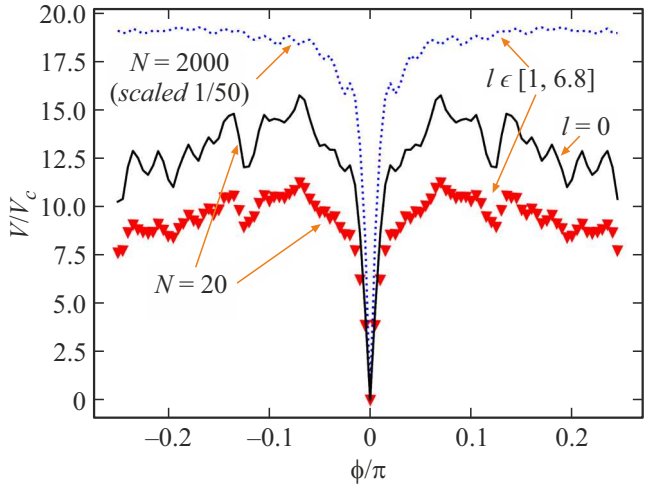

Рис. 8. Рассчитанные как численно (методом brute force на основе резистивной модели джозефсоновских структур), так и аналитически вольт-потоковые преобразования для СКИФ структур, содержащих последовательно подключенные СКВИДы в количестве 20 (красные треугольники) и 2000 (синий пунктир) штук соответственно, нормированные индуктивности СКВИДов случайно распределены в диапазоне от 1 до 6.8. Для сравнения дана зависимость для СКИФ структуры из 20 элементов с пренебрежимо малыми индуктивностями (черная сплошная кривая). Расчет по разработанному методу в последнем случае на обычном персональном компьютере занял менее 1 s, что более чем на 3 порядка меньше времени, требующегося для прямого численного моделирования.

расчета кривой для СКИФ структур, содержащих 20 или 2000 СКВИДов. На обычном ноутбуке это заняло около секунды, в то время как соответствующее время численного расчета было бы как минимум на три порядка больше. Это означает, что наши аналитические выражения можно смело использовать для оптимизации таких сложных схем.

Нормированные индуктивности были взяты в интервале от 1 до примерно 7 единиц: в данном интервале аналитика [14] позволяет предсказывать форму отклика СКВИДов. Подчеркнем, что при нулевом потоке наблюдается узкий пик падения напряжения до нуля для всех цепочек из СКВИДов с различными индуктивностями.

Заключение

В ходе данного исследования были комплексно изучены основные характеристики двухконтактных СКВИДов и методы их оценки на основе экспериментальных данных. Синергия аналитических подходов с практическими испытаниями стала фундаментом для точного проектирования многоэлементных СКИФ структур. Такие структуры представляют собой сложную систему, в которой каждый отдельный элемент может иметь слегка отличающиеся параметры критического тока и индуктивности. Благодаря анализу асимметрии переходов и паразитных эффектов на каждом этапе (создание тонкопленочных структур, монтаж в криостате, схема подводки токов и съема сигнала) удается учитывать возможные источники дрейфа нуля в навигационных системах, снижать паразитные шумы и повышать повторяемость результатов.

Отметим, что чувствительность $\delta B/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ всей СКИФ цепочки по магнитной составляющей электромагнитного поля можно оценить по шумам на входе следующим образом [15]: $\delta B/\sqrt{\mathrm{Hz}} = 4\sqrt{k_B T R_N}/(dV/dB)$, где k_B — постоянная Больцмана, T — рабочая температура устройства, R_N — нормальное сопротивление СКИФ структуры, dV/dB — коэффициент преобразования. С учетом того что для рассматриваемой структуры $R_n = 400\,\Omega$, $dV/dB = 6.5 \cdot 10^4\,\mathrm{mV/mT}$, а рабочая температура равна 4 K, то чувствительность $\delta B/\sqrt{\mathrm{Hz}} = 0.89 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{T}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Для данной чувствительности оценки шумовой температуры [16] демонстрируют значения чуть выше фонового шума.

Особое значение имеет корректное моделирование процессов в сверхпроводящем контуре с помощью теории Джозефсона (RCSJ-модель, учет емкости и сопротивления переходов) и современных вычислительных средств. Это позволяет заранее оценить, насколько изменения в геометрических размерах контура, выборе материалов или схеме подключения скажутся на результирующих напряжениях, спектре шума и рабочем диапазоне устройства. В результате проектировщики получают возможность гибкой настройки топологии СКИФ структур под конкретные задачи [17–19] — будь то высокоточные измерения слабых магнитных полей, навигация с малым уровнем дрейфа или интеграция в медицинские диагностические приборы.

Таким образом, продемонстрированная в работе методология — от аналитики и моделирования до экспериментальных тестов — открывает путь к новому поколению многоэлементных СКИФ систем с еще более высокой чувствительностью и стабильностью. Преодоление проблемы дрейфа нуля и оптимизация геометрии базовых ячеек станут залогом успеха при создании перспективных сверхпроводниковых сенсоров широкого назначения. Кроме того, апробированные методики найдут свое применение в работах, нацеленных на улучшение чувствительности и стабильности сверхпроводящих магнитометров, совершенствование эксплуатационных характеристик элементов квантовых детекторов и вычислительных систем [20–24].

Благодарности

Для изготовления образцов было использовано оборудование УНУ #352529 „Криоинтеграл“.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2024-538).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] R. Brady. IEEE Trans. Magn., **17** (1), 861 (1981). DOI: 10.1109/tmag.1981.1061112

[2] I. Khomchenko, P. Navez, H. Ouerdane. Appl. Phys. Lett., **121** (15), (2022). DOI: 10.1063/5.0126680

[3] В.Г. Пешехонов. Гироскопия и навигация, **3** (1), 3 (2011). [V.G. Peshekhonov. Gyroscopy and Navigation, **2** (3), 111 (2011). DOI: 10.1134/s2075108711030096

[4] C.W.F. Everitt. In Laser Inertial Rotation Sensors, ed. by S. Ezekiel, G.E. Knausenberger (SPIE, 0157, 1978), p. 175. DOI: 10.1117/12.965483

[5] W.J. Bencze, R.W. Brumley, M.L. Eglington, D.N. Hipkins, T.J. Holmes, B.W. Parkinson, Y. Ohshima, C.W.F. Everitt. Classical Quant. Grav., **32**, 224005 (2015). DOI: 10.1088/0264-9381/32/22/224005

[6] А.В. Ржевский, О.В. Снигирёв, Ю.В. Масленников, В.Ю. Слободчиков. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. астрон., **75** (4), 41 (2020). [A.V. Rzhevskiy, O.V. Snigirev, Yu.V. Maslennikov, V.Yu. Slobodchikov. Mosc. Univ. Phys. Bull., **75** (4), 336 (2020). DOI: 10.3103/s0027134920040104]

[7] R. Stolz, M. Schmelz, V. Zakosarenko, C.P. Foley, K. Tanabe, X. Xie, R. Fagaly. Supercond. Sci. Technol., **34**, 33001 (2021). DOI: 10.1088/1361-6668/abd7ce

[8] S.P. Smith. In Position, Navigation, and Timing Technologies in the 21st Century, ed. by Y.T.J. Morton, F. van Diggelen, J.J.S. Jr., B.W. Parkinson, S. Lo, G. Gao (Wiley, 2020), p. 1413. DOI: 10.1002/9781119458555.ch44

[9] T. Schönau, V. Zakosarenko, M. Schmelz, R. Stolz, S. Anders, S. Linzen, M. Meyer, H.-G. Meyer. Rev. Sci. Instrum., **86** (10), (2015). DOI: 10.1063/1.4933386

[10] V.K. Kornev, I.I. Soloviev, N.V. Klenov, O.A. Mukhanov. IEEE Trans. Appl. Supercond., **21** (3), 394 (2011). DOI: 10.1109/tasc.2010.2095451

[11] Р.А. Юсупов, Л.В. Филиппенко, М.Ю. Фоминский, В.П. Кошелец. ФТТ, **64** (9), 1189 (2022). DOI: 10.21883/ftt.2022.09.52804.13hh [R.A. Yusupov, L.V. Filippenko, M.Yu. Fominskiy, V.P. Koshelets. Phys. Solid State, **64** (8), 467 (2022). DOI: 10.1134/s1063783422090086]

[12] W.H. Henkels. Appl. Phys. Lett., **32** (12), 829 (1978). DOI: 10.1063/1.89940

[13] M.M. Khapaev, A.Yu. Kidiyarova-Shevchenko, P. Magnelind, M.Yu. Kupriyanov. IEEE Trans. Appil. Supercond., **11** (1), 1090 (2001). DOI: 10.1109/77.919537

[14] I.I. Soloviev, N.V. Klenov, A.E. Schegolev, S.V. Bakurskiy, M.Y. Kupriyanov. Supercond. Sci. Technol., **29** (9), 94005 (2016). DOI: 10.1088/0953-2048/29/9/094005

[15] M.A. GalíLabarias, K.H. Müller, E.E. Mitchell. Phys. Rev. Appl., **17** (6), 064009 (2022). DOI: 10.1088/1361-6668/aa7a52

[16] N.V. Kolotinskiy, V.K. Kornev. Phys. C, **618**, 1354467 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.17.06400910.1016/j.physc.2024.1354467

[17] J. Oppenländer, P. Caputo, Ch. Häussler, T. Träuble, J. Tomes, A. Friesch, N. Schopohl. Appl. Phys. Lett., **83** (5), 969 (2003). DOI: 10.1063/1.1597753

[18] P. Caputo, J. Oppenländer, Ch. Häussler, J. Tomes, A. Friesch, T. Träuble, N. Schopohl. Appl. Phys. Lett., **85** (8), 1389 (2004). DOI: 10.1063/1.1787165

[19] A.V. Shadrin, K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, S.V. Shitov, I.I. Soloviev, V.K. Kornev, J. Mygind. Appl. Phys. Lett., **93** (26), (2008). DOI: 10.1063/1.3058759

[20] M.I. Faley, Y. Liu, R.E. Dunin-Borkowski. Nanomaterials, **11** (2), 466 (2021). DOI: 10.3390/nano11020466

[21] A.G. Shishkin, O.V. Skryabina, V.L. Gurtovoi, S.E. Dizhur, M.I. Faley, A.A. Golubov, V.S. Stolyarov. Supercond. Sci. Technol., **33** (6), 65005 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/ab877c

[22] D.S. Yakovlev, I.A. Nazhestkin, N.G. Ismailov, S.V. Egorov, V.N. Antonov, V.L. Gurtovoi. Symmetry, **15** (2), 550 (2023). DOI: 10.3390/sym15020550

[23] I.A. Nazhestkin, S.V. Bakurskiy, A.A. Neilo, I.E. Tarasova, N.G. Ismailov, V.L. Gurtovoi, S.V. Egorov, S.A. Lisitsyn, V.S. Stolyarov, V.N. Antonov, V.V. Ryazanov, M.Y. Kupriyanov, I.I. Soloviev, N.V. Klenov, D.S. Yakovlev. Adv. Eng. Mater., **27** (5), (2025). DOI: 10.1002/adem.202402385

[24] C. Granata, A. Vettoliere. Phys. Rep., **614**, 1 (2016). DOI: 10.1016/j.physrep.2015.12.001