

**Московский ордена Трудового Красного Знамени
Физико-Технический институт**

**Факультет Физической и Квантовой Электроники
Кафедра физики и технологии наноэлектроники**

Магистерская диссертация

**«Исследование эффектов выпрямления напряжения в
сверхпроводящих ассиметричных кольцах»**

**Выпускная
квалификационная работа
на степень магистра
студента 054 гр.
Осипова Н.Н.**

**Научный руководитель
Профессор, д.ф.-м.н. Тулин В.А.**

**Работа выполнена в ИФТМ РАН,
Черноголовка 2006 г.**

Оглавление.

	Аннотация.	2
1.	Литературный обзор.	3
2.	Цель работы.	6
3.	Эффекты выпрямления напряжения в асимметричных кольцах.	7
3.1	Вольт-амперные характеристики	7
3.2	Зависимость критических токов $ I_{ext c+}$, $ I_{ext c-}$ от магнитного поля.	8
3.3	Квантовые осцилляции постоянного напряжения как следствие выпрямления переменного тока	9
3.4	Зависимость максимальной амплитуды $V_{A,max}$ квантовых осцилляций от температуры. Эффективность выпрямления.	10
4.	Экспериментальная часть работы.	13
4.1	Фотолитография.	13
4.2	Электронно-лучевая литография	13
4.3	Технологический маршрут.	14
4.4	Эффект близости.	15
4.5	Ионное травление.	16
4.6	Нанесение тонких металлических пленок	16
4.7	Материалы.	17
4.8	Диагностика качества и состава структур.	17
4.9	Результаты измерений и обсуждения.	19
4.9.1	Вольт-амперные характеристики	19
4.9.2	Зависимость критических токов $ I_{ext c+}$, $ I_{ext c-}$ от магнитного поля.	21
4.9.3	Квантовые осцилляции постоянного напряжения как следствие выпрямления переменного тока	24
4.9.4	Зависимость максимальной амплитуды $V_{A,max}$ квантовых осцилляций от температуры. Эффективность выпрямления.	26
5.	Заключение.	28
6.	Благодарности.	31
7.	Список литературы.	32

Аннотация.

На сегодняшний день существует достаточное количество различных теоретических работ, связанных с исследованием речет эффекта, т.е. возникновения направленного транспорта в пространственно-периодических системах. Однако экспериментальных работ, демонстрирующих направленный транспорт частиц в искусственно созданных системах для различных реализаций речетов крайне мало.

Недостаточное кол-во таких работ, по-видимому, связано с различными проблемами при создании соответствующих систем нанометрового масштаба, что необходимо для создания термических речетов, и с невозможностью контроля/управления подобных систем, что необходимо для регулярных измерений (экспериментов).

Предлагаемые нами образцы являются, на наш взгляд, перспективными системами для исследования так называемых “rocking ratchets”, поскольку они позволяют исследовать эффекты выпрямления при различных внешних воздействиях.

Целью данной работы является проверка модели, объясняющей квантовые осцилляции напряжения $V_{dc}(F/F_0)$ как следствие выпрямления переменного тока, и подробное исследование взаимосвязи между характером ВАХ, их асимметрией и эффективностью выпрямления в структурах с различной геометрией. Получение зависимости устойчивого тока, как величины пропорциональной анизотропии критического тока от магнитного поля и температуры.

Подробно исследуются зависимости максимальной амплитуды квантовых осцилляций $V_{A,max}$, амплитуды тока I_{ext} , при которой она наблюдается $I_{0,max}$ и критической амплитуды тока I_{0c} от температуры.

Измерены зависимости критического тока $|I_{ext}|_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $|I_{ext}|_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ асимметричных сверхпроводящих алюминиевых колец с различной геометрией от магнитного поля при различных температурах и направлениях внешнего тока.

Найдено, что эффективность выпрямления уменьшается в непосредственной близости от сверхпроводящего перехода, что для единичных колец и систем колец при меньших температурах большая эффективность выпрямления обусловлена гистерезисом вольт-амперных характеристик.

Выявлено, что асимметрия вольт-амперных характеристик, обеспечивающая эффект выпрямления, обусловлена сдвигом магнитных зависимостей критического тока, измеренного в противоположных направлениях.

Получены зависимости устойчивого тока, как величины пропорциональной анизотропии измеренного критического тока, от магнитного поля и температуры. Данные зависимости оказались подобны зависимости выпрямленного напряжения, что подтверждает состоятельность выбранной нами модели.

1. Литературный обзор.

1.1 Два подхода к объяснению эффекта выпрямления.

Известно, что если вдоль проводящего контура l течет ток $I = \oint dlE / R_l$, индуцированный электродвижущей силой Фарадея $\oint dlE = -d\Phi / dt$, то на сегменте, l_s , со средним сопротивлением $R_{l_s} / l_s = \langle r/s \rangle_{l_s} = \int_{l_s} dl r / sl_s$ отличным от среднего сопротивления вдоль всей окружности $R_l / l = \langle r/s \rangle_l = \int_l dl r / sl$, должна наблюдаться разность потенциалов $V = (\langle r/s \rangle_{l_s} - \langle r/s \rangle_l) l_s I = (R_{l_s} - R_{l_s} l_s / l) I = R_{asym} I$. На асимметричных сверхпроводящем контуре, с переходами Джозефсона [1] и без них [2,3], при определенных условиях наблюдается разность потенциалов $V(F/F_0)$, знак и величина которой периодически зависят от магнитного потока F внутри контура с периодом равным кванту потока $F_0 = \pi h / e$. Известно [4], что усредненная величина кругового, устойчивого тока (persistent current) $I_p(F/F_0)$, который должен течь в таких контурах, должна иметь аналогичную зависимость от магнитного потока. Таким образом, имеется определенная аналогия между равновесным устойчивым током [4], существующем при постоянном магнитном потоке $F \neq nF_0$ вследствие квантования Бора, и обычным циркулирующим током, существующим вследствие электродвижущей силы Фарадея, т.е. при $dF/dt \neq 0$. Так как наблюдаемые зависимости $V(F/F_0)$ [1-3] пропорциональны $I_p(F/F_0)$, можно написать $V(F/F_0) = R_{asym} I_p(F/F_0)$, введя величину R_{asym} по аналогии с разностью сопротивлений $(R_{l_s} - R_{l_s} l_s / l)$ определяющей соотношение между разностью потенциалов и круговым током в обычном анизотропном контуре.

Величина R_{asym} в сверхпроводящем кольце, в отличие от обычного кольца, не является величиной постоянной, а сильно зависит от различных факторов, прежде всего температуры. Очевидно, что $R_{asym} \neq 0$ и разность потенциалов $V(F/F_0) \propto I_p(F/F_0)$ может наблюдаться, только в резистивном состоянии. Сопротивление кольца в равновесном состоянии не равно нулю $R_l > 0$ при температурах больших $T > T_c$ или близких $T \approx T_c$ к температуре сверхпроводящего перехода. Известно с 1962 года, когда Литтл и Паркс наблюдали впервые [5] осцилляции сопротивления тонкостенного сверхпроводящего цилиндра в магнитном поле $DR(F/F_0)$, что не только $R_l > 0$, но и $I_p(F/F_0) \neq 0$ при температурах $T \approx T_c$, соответствующих резистивному переходу $R_{in} > R_l > 0$. Согласно общепризнанному объяснению [4], периодическое изменение сопротивления $DR(F/F_0)$ тонкостенного сверхпроводящего цилиндра [5] или кольца [6], измеряемое при температуре соответствующей резистивному переходу $R_{in} > R_l > 0$, связано с изменением критической температуры $DR(F/F_0) \propto -dT_c(F/F_0)$. Уменьшение T_c при $F \neq nF_0$ связывается с тем, что сверхпроводящее состояние с нулевой скоростью сверхпроводящих пар запрещено при

магнитном потоке не кратном кванту потока, что увеличивает энергию сверхпроводящего состояния $\mu v_s^2(F/F_0)$ и уменьшает критическую температуру $-DT_c(F/F_0) \mu v_s^2(F/F_0) \mu (n - F/F_0)^2$ [4,5]. Осцилляции Литтла-Паркса $DR(F/F_0) = DV(F/F_0)/I_{ext}$ наблюдаются при измерительном токе, величина которого I_{ext} может различаться в сотни раз [6] и нет оснований сомневаться в том, что они должны наблюдаться и в пределе бесконечно малых величин I_{ext} , т.е. при термодинамическом равновесии. Устойчивый ток $I_p = sj_p = s2en_s v_s \mu n - F/F_0$, наблюдающийся вследствие квантования циркуляции скорости сверхпроводящих пар [4],

$$\oint dl v_s = \frac{2ph}{m} \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (1)$$

явление равновесное. При нулевом сопротивлении $R_l > 0$ он может наблюдаться благодаря термическим флуктуациям [7], которые переключают кольцо между сверхпроводящими состояниями с различной связностью волновой функции [8]. Поэтому не исключено, что в асимметричном кольце с $R_{asym} \neq 0$ при $T \gg T_c$ могут наблюдаться не только осцилляции Литтла-Паркса $DR(F/F_0) \mu v_s^2(F/F_0)$, но и квантовые осцилляции постоянного напряжения $V(F/F_0) = R_{asym} I_p(F/F_0)$.

При $T < T_c$, где в равновесном состоянии $R_l = 0$, эти явления наблюдаются при внешнем токе, превышающем критическое значение сверхпроводящего тока. В случае осцилляций Литтла-Паркса это соответствует смещению резистивного перехода $T_c(I_{ext})$ постоянным измерительным током I_{ext} [6]. Квантовые осцилляции постоянного напряжения $V(F/F_0)$ индуцируются при $T < T_c$ переменным током [3] или неконтролируемыми электрическими шумами [1,2]. Результаты измерений, проведенных в работе [3] на асимметричных алюминиевых кольцах, показали, что при $T < T_c$ квантовые осцилляции постоянного напряжения $V_{dc}(F/F_0)$ индуцируются внешним переменным током, например $I_{ext} = I_0 \sin(2\pi ft)$, когда его амплитуда I_0 превышает критическое значение I_{0c} , близкое к значению критического тока $I_c(T)$. Было показано, что результат не зависит от частоты f переменного тока в исследованном интервале частот $f = 100 \text{ Гц} - 1 \text{ МГц}$ и что амплитуда V_A квантовых осцилляций $V_{dc}(F/F_0)$ немонотонно зависит от амплитуды тока I_0 [3]. Достигнув максимума $V_A = V_{A,max}$, при $I_0 = I_{0,max}$, амплитуда $V_{dc}(F/F_0)$ уменьшается с дальнейшим повышением амплитуды внешнего тока I_0 , см. Рис.12.

Может быть предложено два качественных объяснения данного результата, не противоречащих друг другу. Первое объяснение исходит из отмеченной выше аналогии между устойчивым током и обычным током, индуцированным электродвижущей силой Фарадея, согласно которой $V_{dc}(F/F_0) = R_{asym} I_p(F/F_0)$. Немонотонная зависимость амплитуды V_A квантовых осцилляций $V_{dc}(F/F_0)$ от амплитуды внешнего тока I_0 может быть объяснена как результат смещения сверхпроводящего перехода током I_{ext} . Разность потенциалов не равна нулю $V_{dc}(F/F_0) \neq 0$ при $R_{asym} \neq 0$ и $I_p(F/F_0) \neq 0$. Выше сверхпроводящего перехода сопротивление не равно

нолю $R_{asym} \neq 0$, но устойчивый ток равен нулю $I_p(F/F_0) = 0$, в то время как ниже сверхпроводящего перехода $I_p(F/F_0) \neq 0$, но $R_{asym} = 0$. При малой амплитуде тока I_0 смещение сверхпроводящего перехода $T_c(I_{ext})$ не достигает температуры $T < T_c(0)$, при которой происходит измерение и поэтому $V_{dc}(F/F_0) = 0$. Квантовые осцилляции $V_{dc}(F/F_0)$ начинают наблюдаться, когда I_0 понижает положение сверхпроводящего перехода до температуры измерения $T_c(I_0) \gg T < T_c(0)$. При этом они начинают наблюдаться вначале при больших значениях магнитного поля, способствующего смещению сверхпроводящего перехода в низкие температуры, Рис.11. Амплитуда V_A (при малых значениях F/F_0) достигает максимума при I_0 соответствующей величине тока смещающей переход на $T - T_c(0)$ и уменьшается с дальнейшим увеличением I_0 , так как при переходе петли в резистивное состояние устойчивый ток исчезает.

Второе объяснение, предложенное в [3], интерпретирует квантовые осцилляции $V(F/F_0)$ как результат выпрямления внешнего переменного тока, вследствие асимметрии вольт-амперных характеристик (ВАХ) асимметричного кольца. Такое кольцо, с геометрией использованной как в [3] так и в данной работе, показано на Рис.1. Чтобы объяснить наблюдаемые осцилляции $V_{dc}(F/F_0)$ знак и величина асимметрии ВАХ должны являться периодическими функциями магнитного поля. Такое периодическое изменение асимметрии объясняется в [3] как следствие суперпозиции внешнего I_{ext} и устойчивых токов $I_p(F/F_0)$. Согласно данному объяснению устойчивый ток может быть найден как величина пропорциональная разности критических токов, измеренных в противоположном направлении, асимметричного кольца с неравными сечениями половинок, см. Рис.1

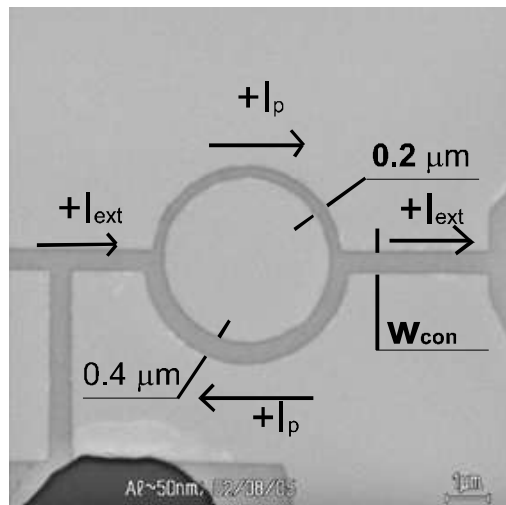


Рис.1. Фото структуры при измерениях..

2. Цель работы.

Целью данной работы является проверка модели, объясняющей квантовые осцилляции $V_{dc}(F/F_0)$ как следствие выпрямления переменного тока, и подробное исследование взаимосвязи между характером ВАХ, их асимметрией и эффективностью выпрямления в структурах с различной геометрией. Подробно исследуются зависимости максимальной амплитуды квантовых осцилляций $V_{A,max}$, амплитуды тока I_{ext} , при которой она наблюдается $I_{0,max}$ и критической амплитуды тока I_{0c} от температуры. Получение зависимости устойчивого тока, как величины пропорциональной анизотропии критического тока от магнитного поля и температуры.

Для выполнения поставленной задачи были, прежде всего, измерены ВАХ структур при различных температурах.

Приведены результаты измерений магнитных зависимостей $|I_{ext}|_{c+}(F/F_0)$, $|I_{ext}|_{c-}(F/F_0)$ критического тока отдельных колец измеренного при противоположных направлениях внешнего тока I_{ext} .

Сравниваются квантовые осцилляции критического тока $|I_{ext}|_{c+}(F/F_0)$, $|I_{ext}|_{c-}(F/F_0)$ и постоянного напряжения $V_{dc}(F/F_0)$, индуцированного внешним переменным током. Показывается, что постоянное напряжение $V_{dc}(F/F_0)$ наблюдаемое вдали от T_c есть результат выпрямления переменного тока на асимметричных кольцах, асимметрия ВАХ которых изменяется периодически в магнитном поле вследствие периодического изменения критических токов $|I_{ext}|_{c+}(F/F_0)$, $|I_{ext}|_{c-}(F/F_0)$. Подчеркивается, что вблизи T_c , где ВАХ обратимы, т.е. не наблюдается гистерезиса, механизм выпрямления может отличаться от того, который имеет место при более низких температурах, где наблюдается значительный гистерезис ВАХ.

Приведены результаты измерения температурных зависимостей максимальной амплитуды $V_{A,max}$ квантовых осцилляций $V_{dc}(F/F_0)$, амплитуды тока индуцирующего эти осцилляции $I_{0,max}$, а также эффективности выпрямления, определяемой как отношения этих величин.

3. Эффекты выпрямления напряжения в асимметричных кольцах.

3.1 Вольт-амперные характеристики

Для алюминия с параметрами: термодинамическое критическое поле экстраполированное к нулевой температуре $H_c(0) = 105 \text{ Э}$ и Лондоновской глубине проникновения магнитного поля $l_L(0) = 50 \text{ нм}$, плотность тока распаривания $j_c = H_c(T)/3\phi_0 p l_L(T) = [H_c(0)/3\phi_0 p l_L(0)](1-T/T_c)^{3/2}$ оценивается величиной $j_c \gg 9 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2 (1-T/T_c)^{3/2}$. Экспериментальные зависимости критического тока от температуры в исследованном интервале $T = 0.965 - 0.995 T_c$ могут быть описаны зависимостями: $I_c = 1.4 \text{ мА} (1-T/T_c)^{3/2}$ (измерения на 18 кольцах с $w_{con} = 0.4 \text{ мм}$, минимальное сечение $s_{con} \gg 0.016 \text{ мм}^2$), $I_c = 3 \text{ мА} (1-T/T_c)^{3/2}$ (на 20 кольцах с $w_{con} = 1 \text{ мм}$, минимальное сечение $s_w + s_n \gg 0.03 \text{ мм}^2$), $I_c = 5.5 \text{ мА} (1-T/T_c)^{3/2}$ и $I_c = 4.3 \text{ мА} (1-T/T_c)^{3/2}$ (на одном кольце с $w_{con} = 0.7 \text{ мм}$ и $w_{con} = 0.6 \text{ мм}$, минимальное сечение $s_w + s_n \gg 0.024 \text{ мм}^2$). Оцениваемая величина критической плотности тока систем колец, $j_c \gg 9 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2 (1-T/T_c)^{3/2}$ для системы из 18 колец и $j_c \gg 10^7 \text{ А/см}^2 (1-T/T_c)^{3/2}$ для системы из 20 колец, близка к теоретическому значению тока распаривания. Критическое плотность тока единичных колец, $j_c \gg 2.3 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2 (1-T/T_c)^{3/2}$ для кольца с $w_{con} = 0.7 \text{ мм}$ и $j_c \gg 1.8 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2 (1-T/T_c)^{3/2}$ для кольца с $w_{con} = 0.6 \text{ мм}$, имеет несколько большее значение. Повышенная величина критического тока в структурах из одного кольца может быть связана с влиянием широких сверхпроводящих берегов вследствие относительно малой длины структуры с минимальным сечением $\gg 0.024 \text{ мм}^2$ по сравнению с корреляционной длиной $\chi(T)$.

Резкий переход в резистивное состояние сразу всей структуры и значительный гистерезис ВАХ связаны с немонотонной зависимостью плотности сверхпроводящего тока $j_s = 2en_s v_s$ от скорости сверхпроводящих пар v_s , при скоростях сравнимых со скоростью распаривания $v_{sc} = \hbar/m\phi_0 \chi(T)$ [4]. Переход в нормальное состояние $n_s = 0$, при достижении критического значения скорости сверхпроводящих пар $v_s = v_{sc}$, любого участка структуры приводит к уменьшению плотности пар n_s в соседних участках, на расстояниях порядка корреляционной длины $\chi(T)$, и как следствие к увеличению скорости пар, при данном токе $I_{ext} = I_s = s j_s = s 2en_s v_s$. Увеличение скорости выше критического значения приводит к переходу этих соседних участков в нормальное состояние, если площадь их сечения не на много больше площади наименьшего сечения. Поэтому, когда плотность тока достигает плотности тока распаривания в одном из сегментов, в резистивное состояние переходит вся структура. Влияние эффекта близости на скорость пар в соседних участках структуры должно ослабевать с увеличением сечения отдельных участков структуры и уменьшением равновесно плотности пар.

Гистерезис наблюдается вследствие того, что при данном токе I_{ext} появление ненулевой плотности сверхпроводящих пар n_s может быть устойчивым, только если ее величина $n_s > I_{ext}/s2ev_{sc}$. В противном случае пары должны ускоряться в электрическом поле до скорости распаривания и исчезать. Образование большой плотности пар на достаточно большой длине имеет небольшую вероятность, поэтому возвращение в сверхпроводящее состояние происходит при меньших значениях I_{ext} , чем переход в резистивное состояние. Гистерезис ВАХ наблюдается, если изменения плотности сверхпроводящих пар вследствие флуктуаций не превышает $n_s = I_c/s2ev_{sc}$. Это имеет место при низких температурах, когда равновесная плотность пар велика и кинетическая энергия пар $E_{kin} = (I_L^2(T)x(T)/2s)m_0I_c^2(T)$, соответствующая току распаривания I_c , в объеме равном сечению сверхпроводника s на корреляционную длину $x(T)$ много больше энергии термических флуктуаций $k_B T$. Вблизи T_c кинетическая энергия, соответствующая току распаривания $I_c \mu (1-T/T_c)^{3/2}$, становится сравнимой с энергией термических флуктуаций: $E_{kin} = (I_L^2(T)x(T)/2s)m_0I_c^2(T) \gg k_B T$. Используя значения $I_L(0) = 50$ нм, $x(T) = 170$ нм, $s = 0.016$ мм², $I_c(T) = I_c(0)(1-T/T_c)^{3/2} = 1.4$ мА $(1-T/T_c)^{3/2}$, находим, что $E_{kin} = (I_L^2(0)x(0)/2s)m_0I_c^2(0)(1-T/T_c)^{3/2} \gg k_B T$ при $T \gg 0.993T_c$, что соответствует температуре при которой исчезает гистерезис ВАХ системы из 18 колец.

3.2 Зависимость критических токов $|I_{ext}|_{c+}$, $|I_{ext}|_{c-}$ от магнитного поля.

Периодичность зависимостей $|I_{ext}|_{c+}(F/F_0)$, $|I_{ext}|_{c-}(F/F_0)$ связана с периодической зависимостью устойчивого тока от магнитного поля $I_p(F/F_0)$. Измеряемые значения $|I_{ext}|_{c+}$, $|I_{ext}|_{c-}$ соответствуют достижению критической плотности тока в одной из частей структуры. Плотность тока в контактах соединяющих кольца $j_{con} = I_{ext}/s_{con}$. В кольце плотность тока $j_n = I_n/s_n$, $j_w = I_w/s_w$ определяется не только величиной внешнего тока $I_{ext} = I_n + I_w$, но и его распределением по половинкам, Рис.1. В сверхпроводящем состоянии это распределение задается условием квантования, магнитного потока $F = nF_0$ в случае сильного экранирования, $s > I_L^2(T)$, или скорости сверхпроводящих пар (1) в случае слабого экранирования $s < I_L^2(T)$. В первом случае, при одинаковой длине половинок $l_n = l_w$, Рис.1, и, следовательно, одинаковой индуктивности $L_n = L_w$, токи должны быть равны, $L_n I_n - L_w I_w = L_n(I_n - I_w) = 0$, $I_n = I_w = I_{ext}/2$. В наших измерениях, использовались кольца с сечением меньшим по сравнению с глубиной проникновения магнитного поля $s_n, s_w < I_L^2(T)$. В этом случае слабого экранирования токи распределяются в соответствии с условием квантования (1), т.е. $l_n v_{sn} - l_w v_{sw} = l(v_{sn} - v_{sw})/2 = (2ph/m)(n - F/F_0)$.

При потоке внутри кольца кратном кванту потока, т.е. при $l(v_{sn} - v_{sw})/2 \mu n - F/F_0 = 0$, скорости $v_{sn} = v_{sw}$, а при равной плотности сверхпроводящих пар $n_{sn} = n_{sw} = n_s$, и плотности токов $j_n = 2en_{sn}v_{sn} = j_w =$

$2en_{sw}v_{sw}$ должны быть равны, т.е. $j_n = j_w = I_{ext}/(s_n+s_w)$. При $F \neq nF_0$ скорости $v_{sn} \neq v_{sw}$ и плотности токов $j_n \neq j_w$ неравны в соответствии с условием квантования (1). Плотность тока в одной половинке увеличивается $j_n = I_{ext}/(s_n+s_w) + I_p/s_n$, а в другой уменьшается $j_w = I_{ext}/(s_n+s_w) - I_p/s_w$ на величину равную устойчивому току, деленному на площадь сечения данной половинки, I_p/s_n или I_p/s_w . Величина устойчивого тока определяется условием квантования (1) и непрерывности вдоль окружности кольца: при $I_{ext} = 0$, $j_n s_n = -s_w j_w = I_p = 2en_s(s_n s_w / (s_n + s_w))(4\pi\hbar/ml)(n - F/F_0)$. Здесь и далее за положительное направление будет приниматься направление слева направо внешнего тока I_{ext} , I_n и I_w и по часовой стрелки устойчивого тока I_p , см. Рис.1. Увеличивая плотность тока $j_n = I_{ext}/(s_n+s_w) + I_p/s_n$ в одной из половинок, в той, где I_{ext} и I_p имеют одинаковое направление, см. Рис.1, устойчивый ток $I_p \propto n - F/F_0$ может уменьшить значение внешнего тока $|I_{ext}/c$ при котором плотность достигает критического значения $j_n = j_c$.

Мы обозначаем за $|I_{ext}/c_+$ критическое значение внешнего тока при котором в одной из половинок достигается критическая плотность j_c когда внешний ток течет слева направо и $|I_{ext}/c_-$ - когда справа налево. При геометрии изображенной на Рис.1 (половинка с меньшим сечением s_n сверху), внешний I_{ext} и устойчивый I_p токи складываются в узкой половинке с сечением s_n когда оба имеют положительное (I_{ext} слева направо, I_p по часовой стрелки) или оба имеют отрицательное направление. При $F = nF_0$ устойчивый ток $I_p \propto n - F/F_0 = 0$ и $|I_{ext}/c_+ = |I_{ext}/c_- = (s_n+s_w)j_c$ в структуре с сечением токовых контактов большей или равной суммарного сечения половинок кольца $s_{con} \geq (s_n+s_w)$ и $|I_{ext}/c_+ = |I_{ext}/c_- = s_{con}j_c$ в структуре с $s_{con} < (s_n+s_w)$. В первом случае, т.е. в структурах с $s_{con} \geq (s_n+s_w)$, I_p любой величины должен понижать измеряемое значение критического тока $|I_{ext}/c_+$ и $|I_{ext}/c_-$. При положительном направлении устойчивого тока $I_p > 0$ (т.е. по часовой стрелки) $|I_{ext}/c_+ = (s_n+s_w)(j_c - I_p/s_n)$ и до $|I_{ext}/c_+ = (s_n+s_w)(j_c - |I_p|/s_w)$ при $I_p < 0$, см. Рис.1. Аналогично, критический ток, измеряемый в отрицательном направлении, $|I_{ext}/c_- = (s_n+s_w)(j_c - I_p/s_w)$ при $I_p > 0$ и $|I_{ext}/c_- = (s_n+s_w)(j_c - |I_p|/s_n)$ при $I_p < 0$. В структурах с $s_{con} < (s_n+s_w)$ устойчивый ток понижает значения $|I_{ext}/c_+$, $|I_{ext}/c_-$ только при $(s_n+s_w)(j_c - |I_p|/s_n) < s_{con}j_c$ или $(s_n+s_w)(j_c - |I_p|/s_w) < s_{con}j_c$, т.е. при $|I_p| > s_{con}j_c[s_n/s_{con} - s_n/(s_n+s_w)]$ или $|I_p| > s_{con}j_c[s_w/s_{con} - s_w/(s_n+s_w)]$. При меньших значениях устойчивого тока следует ожидать плато $|I_{ext}/c_+ = |I_{ext}/c_- = s_{con}j_c$ на магнитных зависимостях критического тока.

3.3. Квантовые осцилляции постоянного напряжения как следствие выпрямления переменного тока.

Наблюдаемая асимметрия значений критического тока $|I_{ext}/c_+ - |I_{ext}/c_-$ и ее периодическая зависимость от магнитного потока $|I_{ext}/c_+(F/F_0) - |I_{ext}/c_-(F/F_0)$ позволяют объяснить эффект выпрямления и зависимость $V_{dc}(F/F_0)$ выпрямленного напряжения от магнитного потока.

Постоянное напряжение $V_{dc}(F/F_0)$ появляется, когда амплитуда внешнего тока I_0 превышает наименьшее из критических значений: $|I_{ext}/c+(F/F_0)$ или $|I_{ext}/c-(F/F_0)$, в зависимости от величины F/F_0 . При больших значениях F/F_0 критический ток подавлен магнитным полем и квантовые осцилляции $V_{dc}(F/F_0)$ наблюдаются при меньших амплитудах I_0 . С увеличением амплитуды I_0 они появляются и при малых значениях F/F_0 . При ВАХ третьего типа, когда наблюдается скачкообразное изменение напряжения в зависимости $V(I_{ext})$ и сильный гистерезис следовало бы ожидать скачкообразного увеличения выпрямленного напряжения $V_{dc}(F/F_0)$ при превышении амплитудой I_0 внешнего тока минимального из значений $|I_{ext}/c+(F/F_0)$, $|I_{ext}/c-(F/F_0)$. Такого же скачкообразного его уменьшения следовало ожидать при I_0 равном большему из значений $|I_{ext}/c+(F/F_0)$, $|I_{ext}/c-(F/F_0)$.

Гистерезис ВАХ, т.е. отличие величины тока $I_{c,s}$, при котором наблюдается возвращение в сверхпроводящее состояние, от $|I_{ext}/c+(F/F_0)$, $|I_{ext}/c-(F/F_0)$, увеличивает эффективность выпрямления. Благодаря гистерезису напряжение $V(I_{ext}(t))$ имеет ненулевое значение в течение относительно большей части периода $I_{ext}(t)$, если даже амплитуда тока I_0 только незначительно превышает значение критического тока $|I_{ext}/c+(F/F_0)$, $|I_{ext}/c-(F/F_0)$. Используя измеренные ВАХ и величину анизотропии критического тока можно оценить максимальную амплитуду осцилляций $V_{A,max}$, которая должна быть когда $V(I_{ext}(t))$ имеет ненулевое значение только при одном из направлений I_{ext} , т.е. при амплитуде тока $I_0 \approx I_{0,max}$ большей минимального $|I_{ext}/c,min$, но меньшей максимального $|I_{ext}/c,max$ из значений $|I_{ext}/c+(F/F_0)$, $|I_{ext}/c-(F/F_0)$. Оценки дают величину $V_{A,max}$ близкую к измеряемому значению. Например, $V_{A,max} \gg 100 \text{ мВ}$ для системе из 18 колец, с сопротивлением в нормальном состоянии $R_n = 92 \text{ Ом}$, при $T = 1.234 \text{ К} \gg 0.972 T_c$ и пилообразной зависимости $I_{ext}(t)$. Эта величина только в 2.4 раза больше максимально возможного выпрямленного напряжения $V_{dc} \approx R_n(2|I_{ext}/c,max - |I_{ext}/c,min)/4 \approx 240 \text{ мВ}$ которое может быть при $V(I_{ext}) = R_n I_{ext}$ в резистивном состоянии, $I_{c,s} = 0$ и значениях критического тока $|I_{ext}/c,min = 8.6 \text{ мА}$, $|I_{ext}/c,max = 9.5 \text{ мА}$, измеренных при $T = 1.234 \text{ К} \gg 0.972 T_c$.

3.4. Зависимость максимальной амплитуды $V_{A,max}$ квантовых осцилляций от температуры. Эффективность выпрямления.

Известно, что величины критического I_c и устойчивого I_p токов уменьшаются с приближением к критической температуре, T_c . Можно ожидать, что критическое значение амплитуды критического тока, при которой начинают наблюдаться квантовые осцилляции $I_{0c} \approx I_c(T)$ и величина максимальной амплитуды $V_{A,max}$ квантовых осцилляций $V(F/F_0) = R_{asym} I_p(F/F_0)$ должны уменьшаться с приближением к T_c подобно $I_c(T)$ и $I_p(T)$, соответственно. Без учета термических флуктуаций, $I_c(T)$ и $I_p(T)$

уменьшаются до нуля при $T = T_c$. Флуктуации уменьшают I_c и увеличивают I_p . Вследствие этого, в некоторой области температур вблизи T_c , в флуктуационной области, $I_c = 0$ (т.е. сопротивление $R > 0$ при сколь угодно малом измерительном токе), в то время как $I_p \neq 0$. С этим в частности связано наблюдения осцилляций сопротивления $DR(F/F_0)$ Литтла-Паркса [8]. Уменьшение критической амплитуды I_{0c} до нуля вблизи T_c означает, что в этой области температур шумы сколь угодно малой интенсивности, вплоть до равновесных шумов, могут индуцировать квантовые осцилляции $V_{dc}(F/F_0)$.

Равновесные электрические шумы наблюдались впервые Джонсоном [11] и были описаны теоретически Найквистом [12], и поэтому называются шумами Джонсона или шумами Найквиста. Есть важное различие между шумами Найквиста и постоянным напряжением, наблюдаемым в явлении квантовых осцилляций $V_{dc}(F/F_0)$, которое позволяет говорить о системе асимметричных сверхпроводящих колец как датчике шумов с высокой чувствительностью [13]. Мощность шума Найквиста $W_{Nyq} = k_B T D w$, вследствие его хаотичности, не зависит от количества элементов электрической сети, на которых она наблюдается, в то время как мощность источников мощности постоянного тока суммируется. Это позволяет использовать наблюдаемое в асимметричных сверхпроводящих кольцах превращение хаотической мощности в мощность постоянного тока для увеличения выходного сигнала датчика электрических шумов, что важно вследствие предполагаемого уменьшения амплитуды квантовых осцилляций $V_{A,max}$ с приближением к T_c .

Экспериментальное подтверждение подобия температурных зависимостей $I_{0c}(T)$, $I_{0,max}(T)$ и $I_c(T)$ и обнаруженное резкое уменьшение эффективности выпрямления вблизи T_c важно для решения проблемы возможности индуцирования квантовых осцилляций $V_{dc}(F/F_0)$ равновесными шумами. Мощность равновесных шумов Найквиста $W_{Nyq} = k_B T D w$ равномерно «размазана» по спектру частот от $w = 0$ до квантового предела $w = k_B T / \hbar$ равного примерно $1.3 \cdot 10^{11}$ Гц при $T \approx 1$ К. Мощности шума Найквиста $W_{Ny,t} \approx (k_B T)^2 / \hbar$ во всем частотном спектре от 0 до $k_B T / \hbar$ соответствует ток $I_{Ny,max} = \langle I_{Ny}^2 \rangle^{1/2} \approx k_B T / (\hbar R)^{1/2}$. Частота шума, который может индуцировать квантовые осцилляции $V_{dc}(F/F_0)$, ограничивается временем релаксации к равновесному сверхпроводящему состоянию t_0 , величина которого превышает время релаксации тока $t_0 > t_{RL} = L/R_l \approx 10^{-12}$ сек, в кольцах использованных при наших измерениях. В линейном приближении по флуктуациям $t_0 = \pi \hbar / 8 k_B (T_c - T)$ [4]. В этом приближении амплитуду равновесного шума, который может индуцировать $V_{dc}(F/F_0)$, уменьшается с приближением к сверхпроводящему переходу $I_{Ny,eff} =$

$\langle I_{Ny}^2 \rangle^{1/2} \approx (8/p)^{1/2} (1 - T/T_c)^{1/2} I_{Ny,max}$. При температуре $T \approx 1$ К и сопротивлении колец $R_l \approx 10$ Ом, использованных при измерениях, $I_{Ny,eff} \approx 0.6 \mu A (1 - T/T_c)^{1/2}$, в то время как величина критической амплитуды тока $I_{0c} \approx I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$. Согласно этим оценкам, равновесные шумы могут индуцировать $V_{dc}(F/F_0)$ только при $1 - T/T_c \leq (8/p)^{1/2} I_{Ny,max}/I_c(0) = 0.6 \mu A/I_c(0)$. При значениях критического тока $I_c(0) = 1.4$, 5.5 мА, использованных нами структур, это соответствует масштабу температур $1 - T/T_c \leq 0.0001$, 0.0004 , существенно меньшему характерных масштабов, на которых наблюдается изменение сопротивления и Eff_{Re} , Рис.15.

Эффективная амплитуда тока Найквиста, который может индуцировать $V_{dc}(F/F_0)$, равна согласно сделанным выше оценкам $I_{Ny,eff} \approx 0.6 \mu A (1 - T/T_c)^{1/2} \approx 0.006$, $0.01 \mu A$ при $1 - T/T_c \leq 0.0001$, 0.0004 . Это соответствует амплитуде квантовых осцилляций постоянного напряжения $V_{A,max} \approx Eff_{Re} R_n (0.006$, $0.01) \mu V$. При эффективности выпрямления $Eff_{Re} \approx 0.2$, наблюдаемой при низких температурах, можно было бы ожидать наблюдения $V_{dc}(F/F_0)$ с амплитудой $1 \mu V$ на системе колец с сопротивлением $R_n \approx 900 - 500$ Ом, т.е. с сопротивлением только на порядок большем сопротивления 18 колец. Но из за уменьшения эффективности выпрямления более чем на порядок вблизи T_c , вследствие изменения типа ВАХ, это различие существенно увеличивается. Согласно этим оценкам в системе должно быть не менее тысячи колец, подобных исследованным нами, чтобы можно было ожидать наблюдения осцилляций из за равновесных шумов.

4. Экспериментальная часть работы.

Исследования проводились на алюминиевых наноструктурах в интервале температур $T = 1.19 - 1.3 \text{ K}$. Для исследования использовались пленочные структуры с температурой сверхпроводящего перехода $T_c \gg 1.23 - 1.27 \text{ K}$, сопротивлением на квадрат $\gg 0.5 \text{ Ом}/\square$ при 4.2 K и отношением сопротивлений $R(300\text{K})/R(4.2\text{K}) \gg 3$. Все кольца имели одинаковый диаметр $d = 4 \text{ мкм}$, ширину $w_w = 0.4 \text{ мкм}$ и $w_n = 0.2 \text{ мкм}$ половинок l_w и l_n , Рис.1, толщину $40-50 \text{ нм}$ и соответственно сечения $s_w \gg 0.016 - 0.02 \text{ мкм}^2$ и $s_n \gg 0.008 - 0.01 \text{ мкм}^2$. Измерялись одиночные кольца, при этом ширина токовых контактов составляла $w_{con} = 0.6 \text{ мкм}$ и $w_{con} = 0.7 \text{ мкм}$.

Применение определенных технологических методик для создания наноструктур определяется очень малыми размерами самих структур, а также высокими требованиями к качеству пленок. Необходимые размеры достигаются применением электронно-лучевой литографии, с учетом эффектов близости (т. е. взаимного влияния близких друг к другу точек при экспонировании). Это позволяет создавать объекты размерами порядка диаметра электронного луча. Качество пленок обеспечивается использованием исходных материалов высокой чистоты, а качество контактов, дополнительным ионно-плазменным травлением либо применением особой техники, при которой гибридная структура формируется без разрыва вакуума (техника нависающих мостов).

4.1 Фотолитография.

Подложкой являлись легированные кремниевые пластины ориентации (100), покрытые естественным окислом. Диаметр пластин был 50см, толщина 2,5мм. При комнатной температуре подложка имеет удельное сопротивление порядка 1-10 Ом см, что предохраняет рабочую структуру от возможного в процессе приготовления разрушения статическим электричеством. При низких температурах подложка становится изолятором и не влияет на измерения характеристик изготовленных мезоструктур.

4.2 Электронно-лучевая литография

Для электронной литографии использовался сканирующий электронный микроскоп JSM 840A фирмы JEOL (Япония). При этом внутренняя развертка электронного луча отключалась, а управление движением луча осуществлялось с IBM PC через два 16-разрядных цифро-аналоговых преобразователя. Применялось программное обеспечение для электронной литографии NANOMAKER®, разработанное в ИПТМ РАН.

Исследуемые структуры изготавливались на основе метода “позитивной” электронно-лучевой литографии.

4.3 Технологический маршрут.

1. На предварительно очищенный чип (с помощью спирта) с золотыми контактными площадками, с помощью центрифуги наносится резист, который затем отжигается для перевода его в стеклообразное состояние.
2. После этого происходит экспонирование резиста электронным лучом в соответствии с топологией образца (рис.3.a).
3. Затем пластину помещают в проявитель, который растворяет экспонированные участки, в резисте появляются "окна" (рис.3.b). Параметры проявления приведены в табл. 1. Также необходима очистка "окон" от остатков резиста при помощи ионного травления (рис.3.b).
4. Металл напыляется на всю площадь чипа и в "окнах" оказывается непосредственно на поверхности пластины (рис.3.c).
5. Завершает процесс изготовления "взрыв" (lift-off) (рис.3.d). Пластина помещается в сильный растворитель, который полностью растворяет резист, и смывает металлическую пленку, оставшуюся на неэкспонированной части.

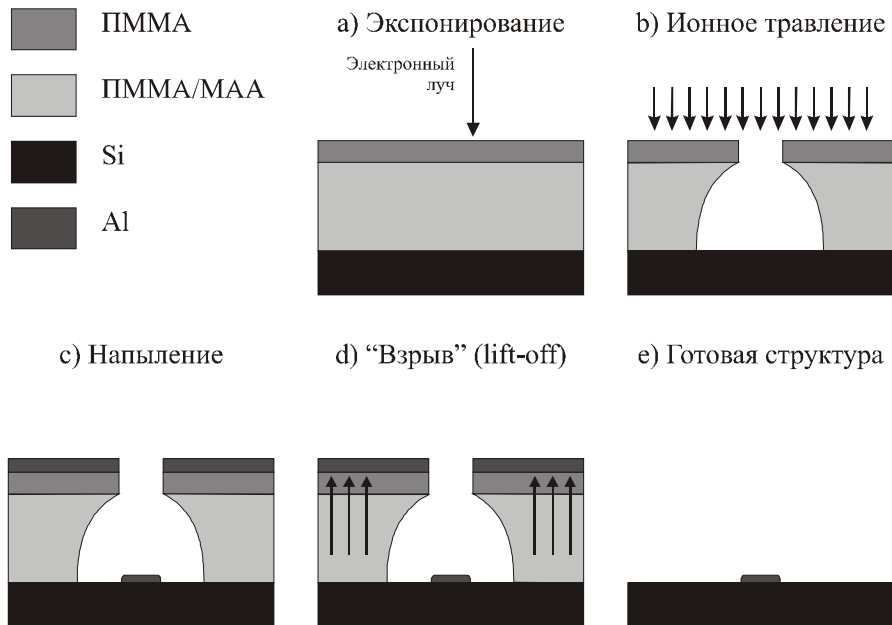


Рис. 3. Схематическое изображение процесса позитивной электронно-лучевой литографии.

В результате, металлическая пленка остается на пластине только в "окнах". Важным условием является "подтрав" (undercut) резиста. Он препятствует образованию перемычек, соединяющих материал в "окнах" и

на резисте, тем самым облегчая растворение резиста. Для обеспечения "подтравы" обычно используются двухслойные резисты, у которых чувствительность нижнего слоя выше, чем у верхнего (например для сополимера и 950К различие составляет 4-5 раз).

4.4 Эффект близости.

Разрешение электронно-лучевой литографии зависит от свойств подложки. При облучении резиста электронным лучом размером a первичные электроны высокой энергии претерпевают малоугловое рассеяние в резисте, при этом вклад первичных электронов в поглощенную дозу хорошо описывается распределением $(1/a^2)\exp(-r^2/a^2)$, где r - расстояние до центра луча. Первичные электроны рассеиваются в подложке, при этом возникают вторичные электроны, часть которых рассеивается в резисте и вносит вклад в поглощенную дозу, описываемый распределением $(h/b^2)\exp(-r^2/b^2)$, где b - размер области возбуждения вторичных электронов, а h - относительный вклад обратно рассеянных электронов в поглощенную дозу. Если параметр a зависит только от диаметра первичного электронного пучка, то параметры h и b зависят от ускоряющего напряжения и материала подложки.

Таким образом, обратно рассеянные и вторичные электроны облучают область резиста, превышающую размеры электронного пучка (эффект близости). Размеры этой области зависят от свойств подложки и ускоряющего напряжения.

В результате доза облучения близко расположенных элементов структуры оказывается выше, чем предполагается без учета эффекта. Области резиста с повышенной дозой облучения растворяются легче и быстрее при проявлении, что приводит к уширению линий и исчезновению резиста между близко расположенными элементами структуры.

Для расчета дозы с учетом соседних экспонированных областей используется функция $D(x,y)$ - доза поглощенной энергии [8]:

$$D(x,y) = \iint I(x-x',y-y')T(x',y')dx'dy'$$

где $T(x',y')$ - доза облучения, $I(x-x',y-y')$ - функция близости, характеризующая распределение плотности поглощенной энергии в плоскости подложки относительно центра пучка. При этом считается, что поглощенная энергия равномерно распределена по глубине резиста. Функция близости может быть представлена в виде суммы двух гауссианов [8]

$$I(r) = \frac{1}{p(1+h)} \left[\frac{1}{a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) + \frac{h}{b^2} \exp\left(-\frac{r^2}{b^2}\right) \right], \quad r = x^2 + y^2$$

Доза нормализована на "Г"- дозу необходимую для полного проявления резиста.

В работе предложен новый эффективный метод коррекции эффекта близости, который впервые стал учитывать влияние процесса проявления на результат экспонирования путем решения обратной задачи, а также предложена методика оценки погрешности различных методов коррекции. Этот метод и реализован в программе NANOMAKER, которая разработана в ИПТМ РАН совместно с Raith GmbH, и позволяет провести коррекцию эффекта близости, получив одинаковую дозу экспонирования по всей площади рисунка, численное моделирование процесса проявления для отработки параметров экспонирования, а также полуавтоматическое совмещение изображений с высокой точностью. Для решения задачи важно определить параметры функции близости a , b , h для конкретных подложек и свойств электронного пучка.

Оригинальные тесты, предложенные для экспериментального определения a , b , h в работе [12], позволили легко определить величины этих параметров для нашей установки и подложек (см таб.2). Как и следует ожидать, параметр α слабо чувствителен к материалу подложки и, в пределах точности экспериментальных тестов, к величине ускоряющего напряжения. Имея данные о параметрах a , b и h можно корректировать дозы экспозиции отдельных элементов.

В работе [10] предложена принципиально новая методика определения параметров a , b , h , характеризующаяся тем, что все расчеты проводятся на стадии формирования тестовой структуры, а результаты тестирования определяются по внешнему виду структуры с известной точностью. Многочисленные эксперименты показали, что возможно полное решение задачи коррекции эффекта близости и оптимизации параметров экспонирования структуры произвольной геометрии с известной точностью.

4.5 Ионное травление.

Применялось для очистки поверхностей перед напылением пленок. Травление проводилось на установке: ВУП-4, снабженной специальными приставками.

4.6 Нанесение тонких металлических пленок

Нанесение пленок осуществлялось путем термического распыления материала в вакууме на установке ВУП-4. Базовый вакуум составлял 10^{-5} мм.рт.ст. Применялись вольфрамовые испарители. Чип помещался на расстоянии 15 - 20 см от испарителя и закрывался заслонкой. Напыление проводилось через диафрагму диаметром 0.5 см для устранения размытия

линий из-за неточности источника. Типичная скорость напыления составляла 1,5-3 нм/сек. Контроль толщины пленки осуществлялся по калиброванному кварцевому толщиномеру с точностью не хуже 1 нм. Исходными материалами являлись сверхчистые металлы, полученные в ИПТМ РАН путем специальной обработки.

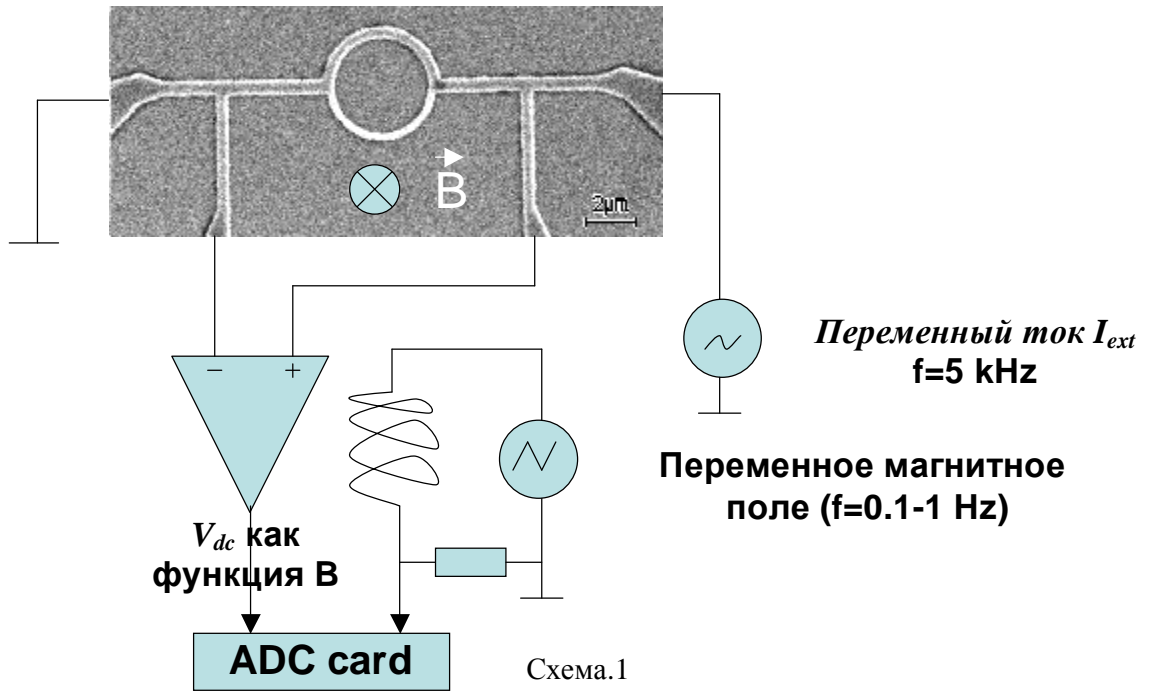
4.7 Материалы.

Алюминий Al использовался в качестве сверхпроводника. Алюминий характеризуется рядом технологических и физических свойств, которые определяют его широкое использование в экспериментах. Среди технологических свойств можно отметить хорошую адгезию к кремнию, способность к пассивации на воздухе (На поверхности образуется оксид Al_2O_3 толщиной 1-2нм, который защищает пленку от дальнейшего окисления). Способность образовывать тонкий однородный слой оксида широко используется для создания туннельных контактов. Среди физических свойств следует отметить рекордную длину когерентности $\xi_0=1600\text{нм}$

4.8 Диагностика качества и состава структур.

Диагностика структур проводилась на РЭМ JEOL-840A. JEOL-840A позволял анализировать структуры с минимальными размерами ~20 нм. Возможность использования низкого ускоряющего напряжения, вплоть до 3 КВ, позволяла исследовать тонкие пленки металлов с малой атомной массой (в нашем случае алюминиевые).

Измерения проводились в стандартном криостате, при использовании He^4 в качестве хладагента, откачка которого позволяла понижать температуру до 1.19 К. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости образца, создавалось медным магнитом. См. схема.1

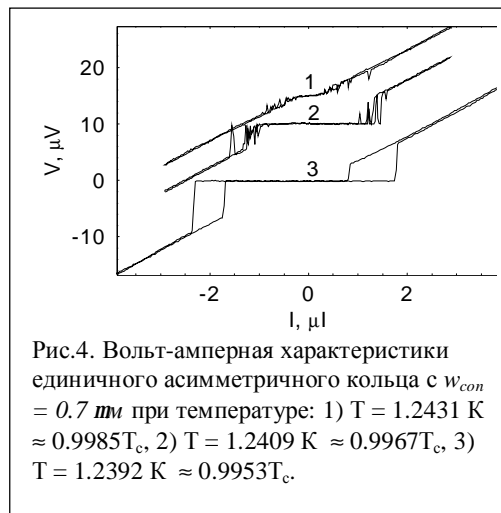
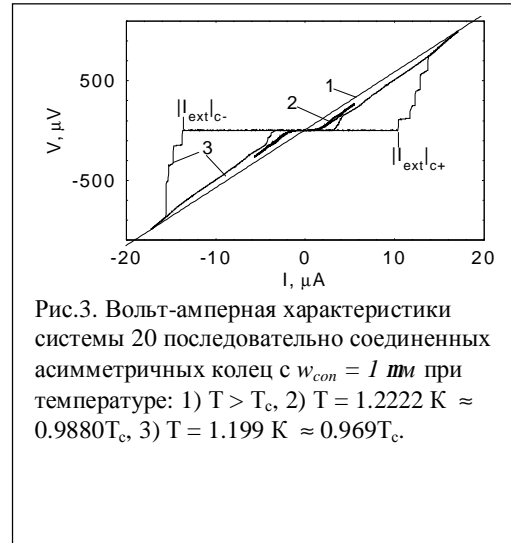


4.9. Результаты измерений и обсуждения.

Для проверки гипотезы о наблюдении квантовых осцилляций постоянного напряжения $V_{dc}(F/F_0)$ как следствие выпрямления переменного тока вследствие асимметрии ВАХ необходимо исследовать ВАХ исследуемых структур и зависимость их анизотропии от магнитного поля.

4.9.1. Вольт-амперные характеристики.

Измерения показали, что наблюдается ВАХ разного типа, которые важно выделить для описания процесса выпрямления. К первому типу мы относим обратимые ВАХ с плавной зависимостью напряжения от тока, Рис.2-4.



Этот тип ВАХ наблюдается на всех структурах вблизи сверхпроводящего перехода: при измерениях на 18 кольцах с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$ при $T > 0.993 T_c$, Рис.2, на 20 кольцах с $w_{con} = 1 \text{ мкм}$ при $T > 0.985 T_c$, Рис.3, на единичных кольцах при $T > 0.997 T_c$, Рис.4. Ко второму и третьему типу мы относим ВАХ (получаемые в режиме источника тока) с гистерезисом, Рис.2-4. Третий тип характеризуется резким переходом всей структуры в резистивное состояние, Рис.2,4. В отличие от этого, в ВАХ второго типа этот переход наблюдается в некотором интервале значений тока I_{ext} , Рис.2,3. ВАХ второго типа наблюдались при измерениях на системах 20 колец: в промежуточном интервале температур, $0.993 T_c > T > 0.985 T_c$ на системе с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$, Рис.2, и во всем интервале измерений ниже $T < 0.985 T_c$ на системе с $w_{con} = 1 \text{ мкм}$, Рис.3. При измерениях на одиночном кольце ВАХ второго типа не наблюдались, Рис.4. ВАХ третьего типа наблюдаются при низких температурах $T < 0.985 T_c$ при измерениях на 18 кольцах с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$ и $T < 0.995 T_c$ на одном кольце.

Отличием структуры из 20 колец с $w_{con} = 1 \text{ мкм}$ от структуры с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$ является отсутствие ВАХ третьего типа, вплоть до самых низких температур, при которых мы проводили измерения, Рис.3. В противоположность этому ВАХ одиночных колец почти во всем интервале температур, вплоть до $T = 0.995 T_c$, относятся к третьему типу, Рис.4. При этом наблюдается резкое изменение сопротивления при переходе одиночного кольца не только в резистивное состояние, но и при обратном переходе из резистивного в сверхпроводящее состояние, Рис.4, что отличает единичные кольца от системы колец, см. Рис.2,3. Различие наблюдается и в форме резистивных переходов: нижняя часть резистивного перехода единичного кольца является аномально узкой, по сравнению с резистивным переходом системы колец, Рис.15. Эти качественные отличия резистивных характеристик одиночного кольца от длинной системы колец мы связываем с влиянием, через эффект близости, широких сверхпроводящих площадок расположенных на расстоянии в несколько микрон от единичного кольца. Влияние эффекта близости на резистивные характеристики алюминиевых структур проявляется в аномальном росте сопротивления перед сверхпроводящим переходом, Рис.15. Такая аномалия наблюдалась при измерениях на алюминиевых структурах, с размерами сравнимыми с корреляционной длиной $\chi(T)$ многими авторами [9]. Эта аномалия, как и другие [9], не имеет, к настоящему времени, приемлемых объяснений и здесь требуются дополнительные исследования. В данной работе особенности резистивных характеристик алюминиевых структур, включая аномалию, приводятся только для лучшего понимания процесса выпрямления переменного тока приводящего к $V_{dc}(F/F_0)$.

4.9.2. Зависимость критических токов $|I_{ext|c+}$, $|I_{ext|c-}$ от магнитного поля.

В данном разделе приводятся результаты измерений зависимостей критического тока, $|I_{ext|c+}(F/F_0)$ и $|I_{ext|c-}(F/F_0)$, соответствующего переходу в резистивное состояние от магнитного поля, Рис.2,3. Измерения проводились в противоположных направлениях внешнего тока I_{ext} , Рис.2,3, для определения анизотропии критического тока $|I_{ext|c-}(F/F_0) - |I_{ext|c+}(F/F_0)$ и ее зависимости от магнитного поля. Наши измерения показали, что участок ВАХ с гистерезисом, соответствующий уменьшению тока, симметричен относительно нуля и величина тока $I_{c,s}$, при котором происходит возвращение в сверхпроводящее состояние, не зависит заметно от магнитного поля. Из этого следует, что асимметрия этих ВАХ может быть связана только с различием величин $|I_{ext|c+}$ и $|I_{ext|c-}$.

Значения $|I_{ext|c+}$ и $|I_{ext|c-}$ фиксировались автоматически по появлению напряжения небольшой величины при возрастании $|I_{ext|}$, см. Рис.2,3. Для ВАХ третьего типа это соответствует резкому переходу в резистивное состояние всей системы, Рис.2, а для второго типа - началу перехода, Рис.3. Измерения, проведенные при разных температурах как на единичных кольцах, так и системах колец, показали периодическую зависимость критического тока от магнитного поля $|I_{ext|c+}(F/F_0)$, $|I_{ext|c-}(F/F_0)$ с периодом соответствующим кванту потока F_0 внутри кольца, Рис.5-7. Уровень шумов позволил нам уверенно наблюдать периодические зависимости $|I_{ext|c+}(F/F_0)$, $|I_{ext|c-}(F/F_0)$ при уровне критического тока превышающем 3 mA , Рис.5. Поэтому вблизи T_c , где наблюдаются ВАХ первого типа, зависимости $|I_{ext|c+}(F/F_0)$, $|I_{ext|c-}(F/F_0)$ не исследовались вследствие малости критического тока $|I_{ext|c} < 3 \text{ mA}$. С другой стороны, ограничение по минимальной температуре $\approx 1.19 \text{ K}$, которую мы могли получить на нашей установке, не позволило нам наблюдать осцилляции при критическом токе большем 30 mA .

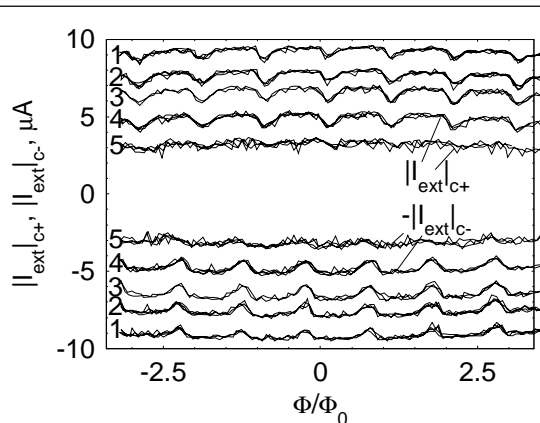


Рис.5. Зависимости критических токов от магнитного поля $|I_{ext|c+}(F/F_0)$, $|I_{ext|c-}(F/F_0)$ измеренная на системе из 18 асимметричных колец при различных температурах: 1) $T = 1.2337 \text{ K} \approx 0.9719T_c$; 2) $T = 1.2375 \text{ K} \approx 0.9749T_c$; 3) $T = 1.2407 \text{ K} \approx 0.9774T_c$; 4) $T = 1.2448 \text{ K} \approx 0.9806T_c$; 5) $T = 1.2504 \text{ K} \approx 0.9850T_c$

Результаты измерений подтвердили качественное различие зависимостей $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$, полученных на структурах с $s_{con} \geq (s_n + s_w)$ и $s_{con} < (s_n + s_w)$. Плато, Рис.5,6, наблюдается на магнитных зависимостях критического тока, измеренных на структуре из 18 колец с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм} < w_w + w_n = 0.6 \text{ мкм}$, и не наблюдается на остальных структурах с $w_{con} = 1; 0.7; 0.6 \text{ мкм} \geq w_w + w_n = 0.6 \text{ мкм}$, Рис.6. Наблюдение, как минимумов, так и плато на зависимостях $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$, Рис.5, измеренных на структуре с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$, $w_w = 0.4 \text{ мкм}$ и $w_n = 0.2 \text{ мкм}$ позволяет оценить, как плотность критического тока $j_c = |I_{ext/c,pl}/s_{con}$, так и амплитуду устойчивого тока: $|I_{ext/c,pl}/6 < \max|I_p| < |I_{ext/c,pl}/3$, так как $s_n/s_{con} - s_n/(s_n + s_w) = w_n/w_{con} - w_n/(w_n + w_w) = 1/2 - 1/3 = 1/6$ и $s_w/s_{con} - s_w/(s_n + s_w) = w_w/w_{con} - w_w/(w_n + w_w) = 1 - 2/3 = 1/3$. Здесь $|I_{ext/c,pl}$ – величина измеренного критического тока, соответствующая плато, Рис.5.

Магнитное поле подавляет плотность сверхпроводящих пар n_s в полосках конечной ширины $w_w = 0.4 \text{ мкм}$, $w_n = 0.2 \text{ мкм}$, $w_{con} = 0.4; 0.6; 0.7; 1 \text{ мкм}$, что приводит к уменьшению плотности как критического $j_c = 2en_s v_{sc}$, так и устойчивого $j_p = 2en_s v_s$ токов. Этим объясняется как общее уменьшение измеряемого критического тока при больших значениях магнитного поля F/F_0 , связанное с уменьшением j_c , так и уменьшение амплитуды его осцилляций $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$, связанное с уменьшением j_p , Рис.6. Подавление n_s магнитным полем увеличивается с увеличением ширины полосок. Поэтому уменьшение критического тока максимально в структуре с $w_{con} = 1 \text{ мкм}$ и минимально в структуре $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$, Рис.6. Величина поля, при которой происходит полное подавление сверхпроводимости в полоске, также зависит от ее ширины. Благодаря большому отношению диаметра кольца к ширине его половинок удается наблюдать более 25 периодов осцилляций критического тока, Рис.6.

Анизотропия критического тока $|I_{ext/c+}(F/F_0) - |I_{ext/c-}(F/F_0)$, измеренного как на системе асимметричных колец, так и одиночных кольцах является периодической, знакопеременной функцией магнитного поля, Рис.7. Анализ полученных

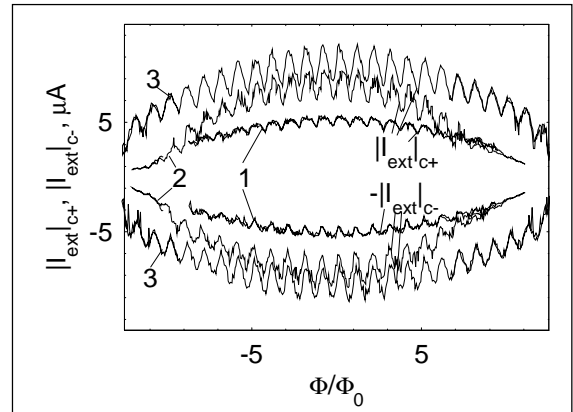


Рис.6. Зависимости критических токов от магнитного поля $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ 1) системы из 18 колец с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$, $T = 1.2449 \text{ K} = 0.9807T_c$; 2) системы из 20 колец с $w_{con} = 1 \text{ мкм}$, $T = 1.2087 \text{ K} = 0.9843T_c$; 3) единичного кольца с $w_{con} = 0.6 \text{ мкм}$, $T = 1.2216 \text{ K} = 0.9907T_c$.

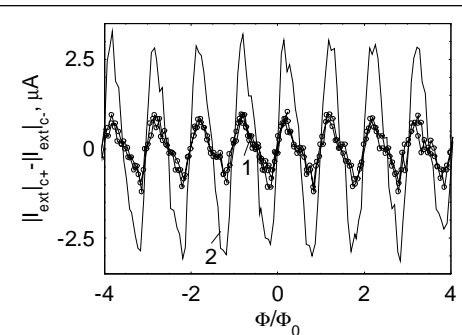


Рис.7. Периодические зависимости анизотропии критического тока $|I_{ext/c+}(F/F_0) - |I_{ext/c-}(F/F_0)$ 1) системы из 18 колец с $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$, $T = 1.2466 \text{ K} = 0.982T_c$ и 2) единичного кольца с $w_{con} = 0.6 \text{ мкм}$, $T = 1.2214 \text{ K} = 0.9905T_c$.

результатов показал, что зависимости $|I_{ext/c+}(F/F_0)$ и $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ подобны, $|I_{ext/c-}(F/F_0) = |I_{ext/c+}(F/F_0 + Df)$, и анизотропия, т.е. разность $|I_{ext/c+} - |I_{ext/c-}$ критических токов измеренных при одинаковых F/F_0 , обусловлена только сдвигом зависимостей $|I_{ext/c+}(F/F_0)$ и $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ относительно друг друга на $Df = DF/F_0$, Рис.8. Периодичность зависимостей $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ и большое число периодов, которое удаются наблюдать, позволяют достаточно точно определить величину Df , совмещая измеренные зависимости $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ и $|I_{ext/c+}(F/F_0 + Df)$. Так как эти зависимости измерялись одновременно, т.е. при каждом значении F/F_0 измерялись последовательно $|I_{ext/c+}$ и $|I_{ext/c-}$, то неопределенность в абсолютном значении F/F_0 не может повлиять на точность определения относительного сдвига Df . Поэтому можно гарантировать точность определения Df достигающую $0.02F_0$, что соответствует 0.03 Э по магнитному полю ($F_0/S \approx 1.5$ Э для кольца с диаметром 4 мм), при точности определения абсолютного значения магнитного поля 0.5 Э.

Анализ измеренных зависимостей $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ показал, что величина сдвига не зависит от температуры, Рис.5. Сдвиг, с точностью до ошибки измерения, равен половине кванта потока $Df = 0.5$ для зависимостей, измеренных на единичных кольцах: $DF/F_0 = 0.50 \pm 0.02$ на кольце с $w_{con} = 0.6$ мм и $DF/F_0 = 0.48 \pm 0.05$ на кольце с $w_{con} = 0.7$ мм. Подробные измерения проведенные на системе из 18 колец с $w_{con} = 0.4$ мм показали, что в этом случае $DF/F_0 = 0.36 \pm 0.02$ Рис.5,8. Согласно проведенному единичному измерению $DF/F_0 = 0.30 \pm 0.02$ на системе из 20 колец с $w_{con} = 1$ мм, Рис.8.

Одновременное изменение направления магнитного поля F и внешнего тока I_{ext} равнозначно повороту на 180° вокруг оси перпендикулярной этим направлениям.

Очевидно, что такой поворот не должно приводить к изменению измеряемой величины критического тока, см. Рис.1, т.е. $|I_{ext/c+}(F/F_0) = |I_{ext/c-}(-F/F_0)$. Это дает возможность определить достаточно точно, исходя из измеренных величин сдвига, положение минимумов, F_{min+} и F_{min-} зависимостей $|I_{ext/c+}(F/F_0)$ и $|I_{ext/c-}(F/F_0)$, несмотря на неточность определения абсолютного значения магнитного поля: $F_{min+} = (n + 0.25 \pm 0.02)F_0$ и $F_{min-} = (n + 0.75 \pm 0.02)F_0$ для единичного кольца с $w_{con} = 0.6$ мм; $F_{min+} = (n + 0.24 \pm 0.05)F_0$ и $F_{min-} = (n + 0.76 \pm 0.05)F_0$ для кольца с $w_{con} = 0.7$ мм; $F_{min+} = (n + 0.18 \pm 0.02)F_0$ и $F_{min-} = (n + 0.82 \pm 0.02)F_0$ для системы с

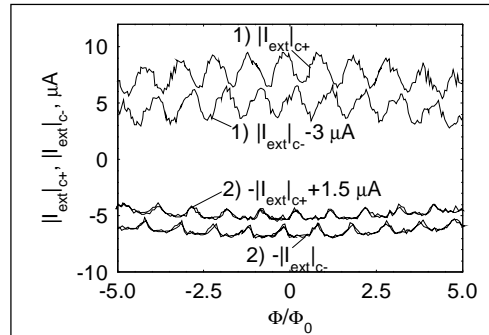


Рис.8. Взаимное смещение зависимостей $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ измеренных при противоположных направлениях измерительного тока по оси F/F_0 . Показаны данные измерений на: 1) на системе из 20 колец с $w_{con} = 1$ мм, $T = 1.2087$ К = $0.9843T_c$, $DF = 0.30F_0$; 2) системы из 18 колец с $w_{con} = 0.4$ мм, $T = 1.2408$ К = $0.9775T_c$, $DF = 0.36F_0$.

$w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$; $F_{min+} = (n+0.35 \pm 0.02)F_0$ и $F_{min-} = (n+0.65 \pm 0.02)F_0$ для системы с $w_{con} = 1 \text{ мкм}$.

4.9.3. Квантовые осцилляции постоянного напряжения как следствие выпрямления переменного тока.

Сравнение зависимостей $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$ с зависимостями

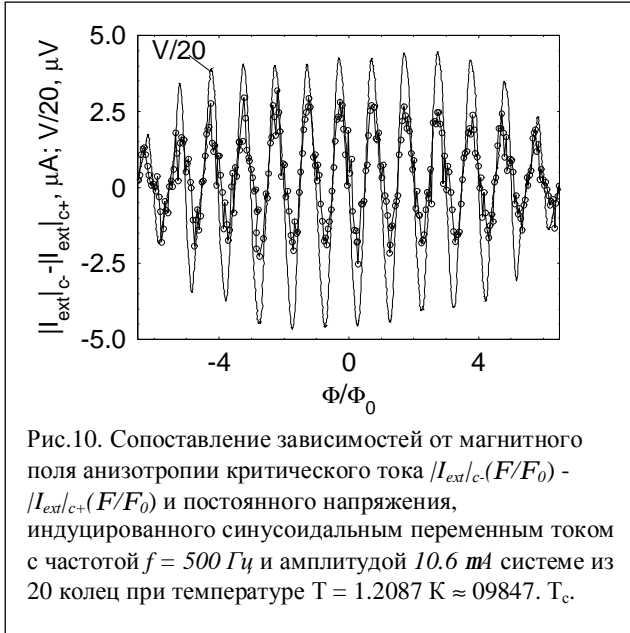


Рис.10. Сопоставление зависимостей от магнитного поля анизотропии критического тока $|I_{ext/c-}(F/F_0) - |I_{ext/c+}(F/F_0)$ и постоянного напряжения, индуцированного синусоидальным переменным током с частотой $f = 500 \text{ Гц}$ и амплитудой 10.6 мА системе из 20 колец при температуре $T = 1.2087 \text{ К} \approx 0.9847 T_c$.

$V_{dc}(F/F_0)$, индуцированными как синусоидальным $I_{ext}(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ так и пилообразным переменным токами, показали, что максимумы $|V_{dc}(F/F_0)$ во всех случаях близки к минимумам $|I_{ext/c+}(F/F_0)$, $|I_{ext/c-}(F/F_0)$, Рис.9. Положение максимумов $|V_{dc}(F/F_0)$ смещаются от значений более близких к целым квантам потока, $F=(n+0.14)F_0$, $F=(n+0.86)F_0$, при малых амплитудах переменного тока, к значениям $F=(n+0.25)F_0$, $F=(n+0.75)F_0$,

соответствующим середине между квантом потока и половиной кванта. Наблюдается подобие между квантовыми осцилляциями постоянного напряжения $V_{dc}(F/F_0)$ и квантовыми осцилляциями анизотропии критического тока $(|I_{ext/c-}-|I_{ext/c+})(F/F_0)$, Рис.10. Важно подчеркнуть, что зависимости $(|I_{ext/c+}-|I_{ext/c-})(F/F_0)$, как и $V_{dc}(F/F_0)$, пересекают нулевое значение при значениях магнитного поля соответствующих потоку

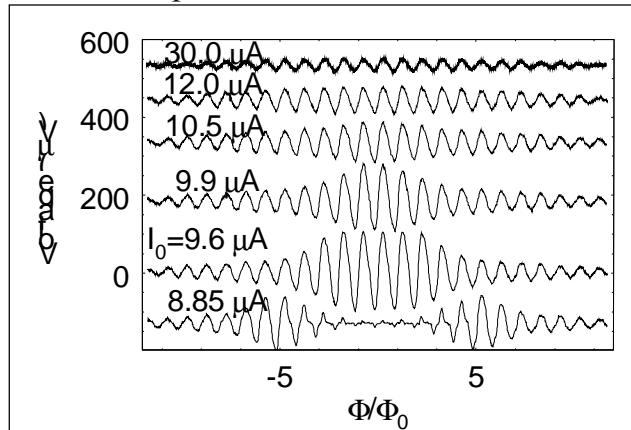


Рис.11. Квантовые осцилляции постоянного напряжения $V_{dc}(F/F_0)$, наблюдаемые на цепочки 18 асимметричных алюминиевых колец вследствие выпрямления переменного тока с частотой $f=40 \text{ kHz}$ и амплитудой $I_0=8.85; 9.6; 9.9; 10.5; 12; 30 \text{ мА}$ при температуре $T=1.234 \text{ К}=0.972T_c$. Все зависимости кроме $I_0 = 9.6 \text{ мА}$ смещены по вертикали.

кратному кванту потока $F=nF_0$ и половине кванта $F=(n+0.5)F_0$, Рис.10.

Амплитуда V_A квантовых осцилляций при малых значениях F/F_0 быстро достигает максимума $V_{A,max}$ при амплитуде тока $I_{0,max}$ и уменьшается с дальнейшим увеличением I_0 , Рис.11,12. Характер зависимости $V_A(I_0)$ не изменяется с изменением частоты внешнего тока $I_{ext}(t)$ или формы его зависимости

от времени, синусоидальной или пилообразной, Рис.12. Он не зависит также от типа ВАХ. Но высота пика $V_A(I_0)$ зависит как от формы тока $I_{ext}(t)$, так и типа ВАХ, Рис.12. От типа ВАХ зависит также ширина пика, Рис.12. Синусоидальный ток индуцирует квантовые осцилляции с большей максимальной амплитудой $V_{A,max}$, по сравнению с пилообразным током, Рис.12. Наибольшая амплитуда $V_{A,max}$ наблюдается при ВАХ третьего типа, Рис.12.

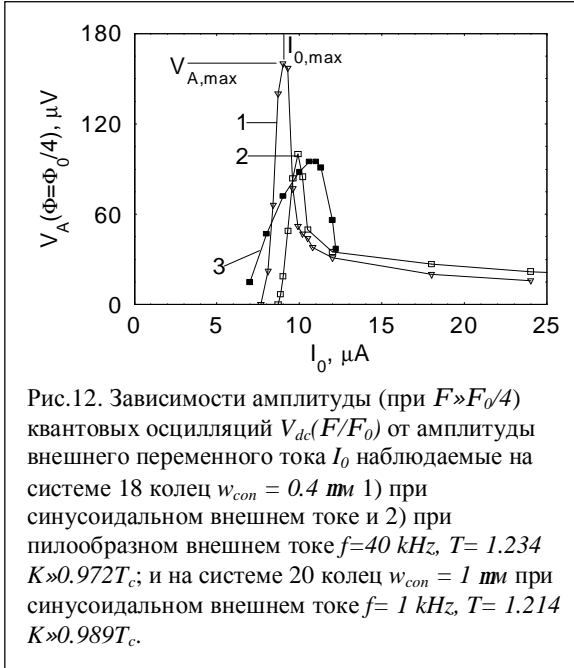


Рис.12. Зависимости амплитуды (при $F \gg F_0/4$) квантовых осцилляций $V_{dc}(F/F_0)$ от амплитуды внешнего переменного тока I_0 наблюдаемые на системе 18 колец $w_{con} = 0.4 \text{ мкм}$ 1) при синусоидальном внешнем токе и 2) при пилообразном внешнем токе $f=40 \text{ kHz}$, $T = 1.234 \text{ K} \gg 0.972T_c$; и на системе 20 колец $w_{con} = 1 \text{ мкм}$ при синусоидальном внешнем токе $f = 1 \text{ kHz}$, $T = 1.214 \text{ K} \gg 0.989T_c$.

При этом типе ВАХ наблюдается наименьшая ширина пика $V_A(I_0)$, Рис.12.

Мы не наблюдали скачкообразного изменения амплитуды квантовых осцилляций в зависимости $V_A(I_0)$, видимо из за наличия неконтролируемых шумов I_{noise} , вследствие которых реальный внешний ток $I_{ext}(t) = I_0 \sin(2\pi ft) + I_{noise}(t)$ и его истинная амплитуда изменяется во времени и не всегда совпадает с I_0 . Несмотря на влияние шумов ширина пика в зависимости $V_A(I_0)$ соответствует величине амплитуды изменения критических токов $|I_{ext}|_{c+}(F/F_0)$, $|I_{ext}|_{c-}(F/F_0)$, Рис.5,6, при ВАХ третьего типа. Эта

ширина заметно больше, Рис.12, при отсутствии скачкообразного изменения напряжения в зависимости $V(I_{ext})$, т.е. в случаях ВАХ второго типа, Рис.3.

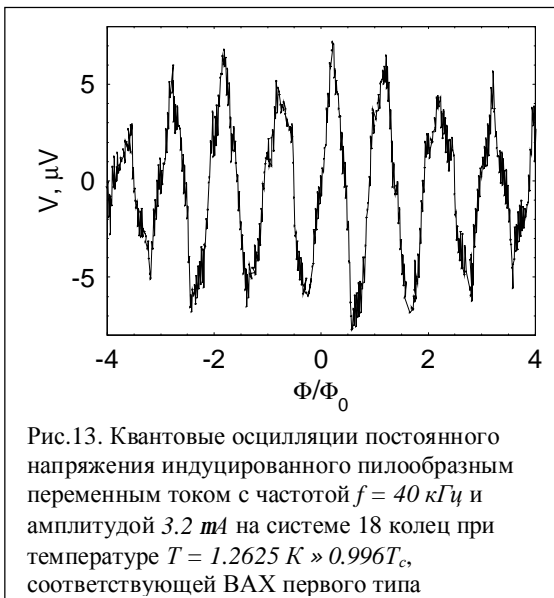


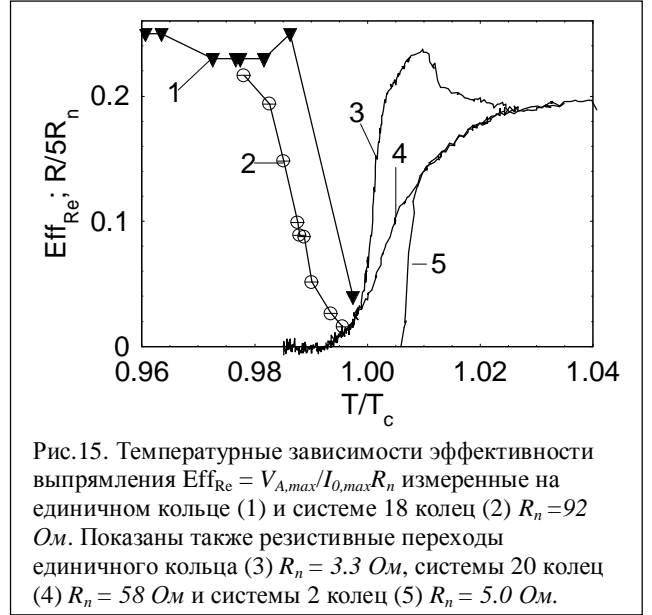
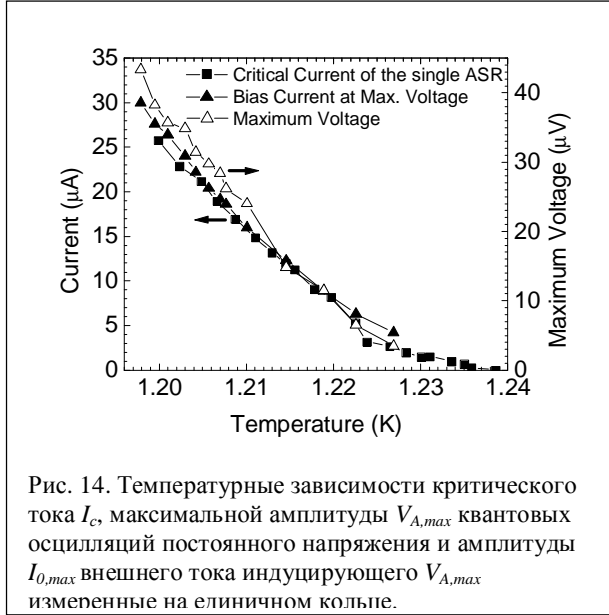
Рис.13. Квантовые осцилляции постоянного напряжения индуцированного пилообразным переменным током с частотой $f = 40 \text{ кГц}$ и амплитудой 3.2 мА на системе 18 колец при температуре $T = 1.2625 \text{ K} \gg 0.996T_c$, соответствующей ВАХ первого типа

Магнитные зависимости анизотропии ВАХ вблизи сверхпроводящего перехода, там, где наблюдаются ВАХ первого типа, не измерялись в нашей работе. Но наблюдение квантовых осцилляций постоянного напряжения в этой области температур, Рис.13, свидетельствует о том, что ВАХ первого типа также асимметричны и их асимметрия периодически изменяется в магнитном поле. Важно подчеркнуть, что несмотря на качественное различие ВАХ первого типа от ВАХ второго и третьего типа,

квантовые осцилляции постоянного напряжения $V_{dc}(F/F_0)$ наблюдаются как при наличии, Рис.11, так и отсутствие гистерезиса ВАХ, Рис.13.

4.9.4. Зависимость максимальной амплитуды $V_{A,max}$ квантовых осцилляций от температуры. Эффективность выпрямления.

В данном разделе приводятся первые результаты измерений температурных зависимостей критической амплитуды внешнего переменного тока $I_{0c}(T)$, при которой начинают наблюдаться осцилляции $V_{dc}(F/F_0)$, максимальной амплитуды $V_{A,max}(T)$ квантовых осцилляций и амплитуды внешнего тока $I_{0,max}(T)$ при которой наблюдается $V_{A,max}(T)$.



Измерения проведенные на единичных кольцах показали, что как и ожидалось, $I_{0c}(T)$ и $I_{0,max}(T)$ близки к зависимости критического тока $I_c(T)$, Рис.14. На рисунке показана только $I_{0,max}(T)$, так как $I_{0c}(T)$ подобна ей. Максимальная амплитуда $V_{A,max}(T)$ квантовых осцилляций уменьшается с ростом T подобно $I_{0,max}(T)$, при температурах не близких к резистивному переходу, Рис.14. В интервале $T = 0.95 - 0.99 T_c$ отношение $V_{A,max}/I_{0,max} = 0.79 \pm 0.03 \text{ Ом}$ (при сопротивлении кольца в нормальном состоянии $R_n = 3.3 \text{ Ом}$) не зависит от температуры с точностью до ошибки измерений и резко уменьшается перед резистивным переходом, Рис.15. Наши измерения подтвердили увеличение амплитуду квантовых осцилляций с увеличением числа колец, наблюдавшееся в [3]. На системе из 18 колец (с $w_{con} = 0.4 \text{ мм}$ и ВАХ третьего типа) мы наблюдали осцилляции с амплитудой $V_{A,max} = 200 \text{ мВ}$ при $I_{0,max} = 10 \text{ мА}$, что соответствует отношению $V_{A,max}/I_{0,max} \approx 20 \text{ Ом}$ при сопротивлении в нормальном состоянии $R_n = 92 \text{ Ом}$. На системе из 20 колец (с $w_{con} = 1 \text{ мм}$ и ВАХ второго типа) $V_{A,max} = 95 \text{ мВ}$ при $I_{0,max} = 10.6 \text{ мА}$, что соответствует отношению $V_{A,max}/I_{0,max} \approx 9 \text{ Ом}$ при сопротивлении в нормальном состоянии $R_n = 58 \text{ Ом}$.

Для сравнения эффективности выпрямления в системах с различным числом N колец можно использовать отношение $R_{eff} = V_{A,max}/I_{0,max}N$, а также $Eff_{Re} = V_{A,max}/I_{0,max}R_n$, так как с увеличением числа колец увеличивается сопротивление R_n в нормальном состоянии. Наши измерения показали, что при низких температурах величины R_{eff} и Eff_{Re} не сильно различаются для единичного кольца и системы колец. Единичное кольцо: $R_{eff} \approx 0.79 \text{ Ом}$, $Eff_{Re} \approx 0.24$ при $T = 1.18 - 1.23 \text{ K} = 0.95 - 0.99T_c$, система 18 колец $R_{eff} \approx 1.1 \text{ Ом}$, $Eff_{Re} \approx 0.22$ при $T = 1.240 \text{ K} = 0.977T_c$, Рис.15, система 20 колец $R_{eff} \approx 0.45 \text{ Ом}$, $Eff_{Re} = 0.16$ при $T = 1.210 \text{ K} = 0.978T_c$. Большая эффективность выпрямления Eff_{Re} , близкая, по порядку величины, к максимально возможной, наблюдается при низких температурах благодаря гистерезису ВАХ. Для ВАХ с гистерезисом, второго и третьего типа, большая эффективность наблюдается во втором случае. Это особенно наглядно видно при сравнении величин Eff_{Re} , измеренных на системе 18 колец с $w_{con} = 0.4 \text{ мм}$, с ВАХ третьего типа при низких температурах, Рис.2, и системе из 20 колец с $w_{con} = 1 \text{ мм}$, с ВАХ второго типа, Рис.3. Резкое уменьшение эффективности выпрямления Eff_{Re} с повышением температуры, Рис.15, совпадает с изменением типа ВАХ, Рис.2-4.

Полученные результаты свидетельствуют о различие механизмов выпрямления в непосредственной окрестности T_c и более низких температурах и позволяют более реально оценить возможность наблюдения шумов сколь угодно малой интенсивности. Были измерены зависимости $V_{A,max}(T)$, $I_{0,max}(T)$, $I_{0c}(T)$, как одиночных колец, так и систем из 18 и 20 колец.

5. Заключение, (выводы).

Основные результаты дипломной работы таковы. Измерены зависимости критического тока $I_{\text{ext}|c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{\text{ext}|c-}(\Phi/\Phi_0)$ асимметричных сверхпроводящих алюминиевых колец с различной геометрией от магнитного поля при различных температурах и направлениях внешнего тока, которые позволили объяснить наблюдавшиеся ранее квантовые осцилляции постоянного напряжения как следствие выпрямления переменного тока.

Найдено, что эффективность выпрямления уменьшается в непосредственной близости от сверхпроводящего перехода, что для единичных колец и систем колец при меньших температурах большая эффективность выпрямления обусловлена гистерезисом вольт-амперных характеристик.

Выявлено, что асимметрия вольт-амперных характеристик, обеспечивающая эффект выпрямления, обусловлена сдвигом магнитных зависимостей критического тока, измеренного в противоположных направлениях. Этот сдвиг означает, что положение минимумов $I_{\text{ext}|c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{\text{ext}|c-}(\Phi/\Phi_0)$ не соответствует $n + 0.5$ кванта потока, что находится в прямом противоречии с результатами измерений осцилляций сопротивления Литтла-Паркса.

Получены зависимости устойчивого тока, как величины пропорциональной анизотропии измеренного критического тока, от магнитного поля и температуры. Данные зависимости оказались подобны зависимости выпрямленного напряжения, а величина их амплитуды подобна соответствующей амплитуде устойчивого тока в исследованном интервале температур.

Наши измерения показали, что вблизи сверхпроводящего перехода квантовые осцилляции постоянного напряжения могут вызываться шумами малой мощности. Это подтверждает возможность существования этих осцилляций при термодинамическом равновесии.

6. Благодарности.

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Тулину В.А. за предоставление темы исследований, руководство работой и постоянную поддержку. Автор также искренне благодарит научного сотрудника лаборатории спектроскопии магнитных материалов Гуртового В.Л. за его поистине неоценимую помощь в проведении исследований и подготовке экспериментальной части данной работы, кандидата физико-математических наук Никулова А.В. за помощь в написании теоретической части, ценные советы, плодотворные дискуссии и огромную поддержку. Автор признателен коллективу группы физики и технологии мезоскопических структур, возглавляемую кандидатом физико-математических наук Дубоносом С.В., за помощь в изготовлении исследованных образцов. Автор выражает благодарность студенческо-аспирантскому объединению, которым руководит кандидат физико-математических наук, доцент Попов В.Г., за ценные советы и замечания, касающиеся содержания и оформления данной дипломной работы.

В заключении автору хотелось еще раз поблагодарить всех, кто имел отношение к его работе, и отметить, что только благодаря их помощи и поддержке данная дипломная работа увидела свет.

7. Список литературы.

- [1] A.Th.A.M. De Waele, W.H.Kraan, R. De Bruynouboter and K.W. Taconis, *Physica* **37**, 114 (1967).
- [2] С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, А.В. Никулов, В.А. Тулин, Тезисы докладов. Всероссийской научно-технической конференция. «Микро - и нано-электроника 2001», т.2, P2-25 (2001); S.V. Dubonos, V.I. Kuznetsov, and A.V. Nikulov, in Proceedings of 10th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology", St Petersburg: Ioffe Institute, p. 350 (2002).
- [3] С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н.Жиляев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 439 (2003); (JETP Lett. **77**, 371 (2003)).
- [4] М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат (1980). (M.Tinkham, *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill Book Company, 1975)
- [5] W.A. Little and R.D. Parks, *Phys.Rev.Lett.* **9**, 9 (1962).
- [6] H.Vloeberghs et al., *Phys. Rev.Lett.* **69**,1268 (1992).
- [7] И.О. Кулик, *ЖЭТФ* **58**, 2171 (1970).
- [8] A.V. Nikulov, *Phys. Rev. B* **64**, 012505 (2001).
- [9] P. Santhanam, C. P. Umbach, and C. C. Chi, *Phys. Rev. B* **40**, 11392 (1989); P. Santhanam et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2254 (1991); V. V. Moshchalkov et al., *Phys. Rev. B* **49**, 15412 (1994); C. Strunk et al., *Phys. Rev. B* **53**, 11332 (1996); S.V. Dubonos, V.I. Kuznetsov, A.V. Nikulov, cond-mat/0305337.
- [10] А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применение*. Москва «Мир» 1984 (Antonio Barone, Gianfranco Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*. A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York, 1981)
- [11] J.B.Johnson, *Phys.Rev.* **32**, 97 (1928).
- [12] H.Nyquist, *Phys.Rev.* **32**, 110 (1928).
- [13] V.L. Gurtovoi et al., in the Abstracts of the WOCSDICE 2005 “Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits” Cardiff, United Kingdom, p. 97 (2005); in the Abstracts of the International Conference “Micro- and nanoelectronics – 2005” (ICMNE-2005), Zvenigorod, Moscow region, Russia, p. (2005)
- [14] D. S. Golubovic and V. V. Moshchalkov, will be published in *Appl. Phys. Lett.*, available at cond-mat/0509332.
- [15] J. Clarke and J.L. Paterson, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 469 (1971); T. A. Fulton, L. N. Dunkleberger, and R. C. Dynes, *Phys. Rev. B* **6**, 855 (1972).
- [16] Y. Makhlin, G. Schoen, and A. Shnirman, *Rev.Mod.Phys.* **73**, 357 (2001).
- [17] К.А. Валиев, *УФН* **175**, 3 (2005); К.А.Валиев, А.А.Кокин, *Квантовые компьютеры: надежды и реальность*. Изд.: Регулярная и хаотическая динамика, Москва – Ижевск, 2002.
- [18] A. J. Leggett and Anupam Garg, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 857 (1985)

- [19] G. Greenstein and A.G. Zajonc, *The Quantum Challenge. Modern Research on the Foundations of Quantum Mechanics*. Jones and Bartlett Publishers, Sudbury, Massachusetts, 2005.
- [20] A.J.Leggett, "Does the everyday world really obey quantum mechanics?" the Public lecture at the conference "Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics" 26-29 July 2004, Prague; *J.Phys.: Condens. Matter* **14**, R415 (2002); *J. of Superconductivity* **12**, 683 (1999)
- [21] A.V. Nikulov, "Quantum limits to the second law and breach of a symmetry" Invited Lecture at the conference "Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics" 26-29 July 2004, Prague, cond-mat/0505508; A.В.Никулов, "Спонтанное нарушение симметрии, наблюдающееся в явлении устойчивого тока", Сборник расширенных тезисов 1-ой Международной конференции "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости" (ФПС'04), стр. 54-55, Москва-Звенигород 2004.
- [22] Anton Zeilinger, *Foundations of Physics*, **29**, 631, (1999).
- [23] A.V. Nikulov, «How a Possibility of the Einstein-Podolsky-Rosen Correlation on Mesoscopic Level Could be Investigated», *the talk at the 13th General Meeting of the European Physical Society "Beyond Einstein - Physics for the 21th Century"*, Bern, Switzerland, 11-15 July 2005; cond-mat/0506653; V. V. Aristov and A. V. Nikulov, in *Proceedings SPIE Vol. 5833*, "Quantum Informatics 2004"; Yuri I. Ozhigov; Ed. pp. 145-156 (2005), cond-mat/0412573.
- [24] Jorge Berger, *Physica E*, **29**, 100 (2005).
- [25] Peter Reimann, *Phys. Rep.* **361**, 57 (2002); A. Sterck, S. Weiss, and D. Koelle, *Appl. Phys. A* **75**, 253 (2002); Peter Hanggi, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2292 (1996).
- [26] Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, Фейнмановские лекции по физике. т.4, Москва «Мир» 1967 (R.P.Feynman, R.B.Leighton, M.Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Vol.1, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1963.)
- [27] A.V. Nikulov, "Brownian Motion and Intrinsic Breach of Symmetry", *the talk at the 13th General Meeting of the European Physical Society "Beyond Einstein - Physics for the 21th Century"*, Bern, Switzerland, 11-15 July 2005; *Symmetry: Culture and Science*, **16**, 47-69 (2005).