

## Глава 9. ЭФФЕКТИВНЫЙ СПОСОБ ГЕНЕРАЦИИ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ МЕЗОСТРУКТУРАМИ

Х.Фархан-Хассан<sup>1,2</sup>, В. Антонов<sup>2</sup>, О. Кусмарцева<sup>3</sup>, М.Гайфуллин<sup>3</sup>,  
В. Кошелец<sup>4</sup>, Д. Гулевич<sup>3</sup>, П. Дмитриев<sup>4</sup> и Ф.В. Кусмарцев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Университета короля Абдель Азиза,  
Саудовская Аравия

<sup>2</sup>Физический факультет, Лондонский университет, Великобритания

<sup>3</sup>Физический факультет, Университет Лафборо, Великобритания

<sup>4</sup>Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
Москва, Россия

*Из-за отсутствия потерь энергии сверхпроводящая электроника является мечтой человечества. Однако до недавнего времени она оставалась только мечтой. Другая мечта – перестраиваемые источники когерентного терагерцового излучения или Т-лучей, которые сейчас находятся в кульминационной стадии своей разработки. Среди подобных источников наиболее разработанными представляются квантовые каскадные лазеры, недостатком которых является большой расход энергии. В данной главе показано, что перестраиваемые источники мощного и когерентного Т-излучения можно создать с использованием потока джозефсоновских вихрей (FFO) и на основе внутреннего эффекта Джозефсона в многослойной структуре джозефсоновских переходов в высокотемпературных сверхпроводниках, в конкретном случае это  $\text{Bi}_2\text{Si}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi2212). FFO-генераторы могут быть сделаны и по традиционной Nb-Nb-AlOx технологии. В главе дан обзор подобных новых устройств для генерации Т-излучения, описаны характеристики выходного излучения этих устройств, в том числе спектральные. ТГц-генераторы имеют много приложений в физике, астрономии, химии, биологии и медицине, поэтому прогресс этих устройств является весьма полезным для человечества, который откроет широкий спектр применения в определении изменений концентрации газов в атмосфере, в обнаружении раковых клеток и построении ТГц-телескопов, способных составить карту Вселенной в терагерцовом диапазоне частот.*

### Введение

Хорошо известно, что вихри в сверхпроводниках или эффект Джозефсона могут быть использованы для генерации когерентного терагерцового излучения [1]. Наиболее совершенные сверхпроводящие генераторы - это генераторы, основанные на упорядоченном движении джозефсо-

новских вихрей (FFO) [1-4], где есть постоянный поток джозефсоновских вихрей или «флюксонов». Они широко используются в настоящее время для многих практических применений [2-5], в частности для экологического мониторинга атмосферы [5, 6-11].

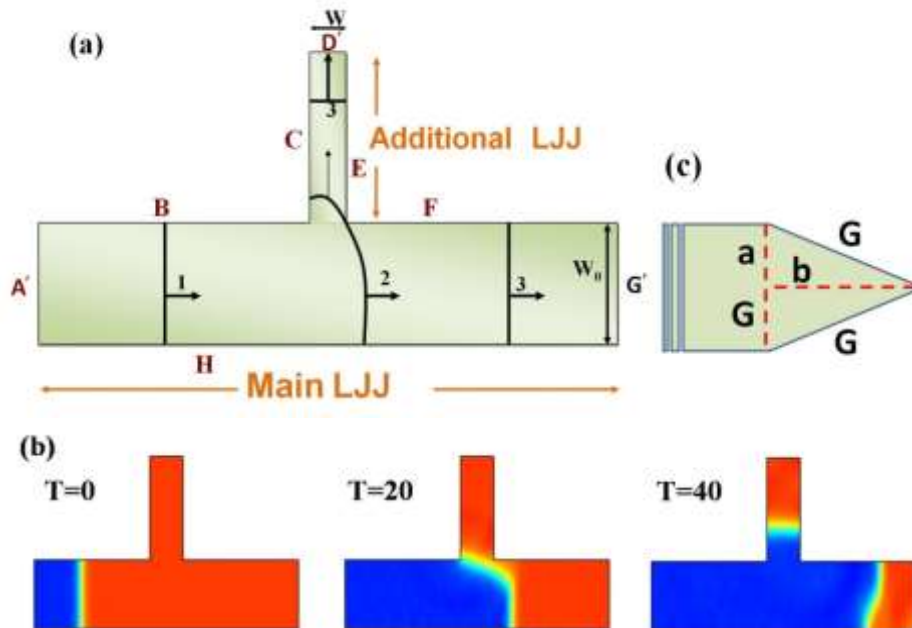


Рисунок 9.1. (а) Схематическое изображение позиций вихря в процессе зарождения в Т-образном длинном джозефсоновском переходе (MainLJJ), где он представлен жирными линиями (вид в плоскости перехода). Короткие стрелки указывают направление движения вихря. Положение вихря до зарождения обозначается 1; момент зарождения обозначается 2; положение вихря после зарождения обозначается 3. Ширины основных и дополнительных отрезков Т-образного перехода есть  $W_0$  и  $W$  соответственно; (б) Деление вихря, движущегося со скоростью выше, чем критическая. Ширины основных и дополнительных отрезков Т-образного перехода есть  $W_0 = 10\lambda_j$  и  $W = 5\lambda_j$  соответственно, где  $\lambda_j$  есть джозефсоновская глубина проникновения. Разные оттенки серого – это два эквивалентных состояния сверхпроводника без вихрей. (в) Преобразование границы  $G'$  (также для  $A'$  и  $D'$ ) в острую перетяжку  $G$  (также для  $A$  и  $D$ ). В наших расчетах  $a = 1$ ,  $b = 8$

Принцип действия FFO основан на движение джозефсоновских вихрей в присутствии транспортного тока, перпендикулярного плоскости джозефсоновского перехода, и постоянного магнитного поля, приложенного вдоль его плоскости [1-5]. С другой стороны, единичный вихрь Джозефсона может возникнуть из-за клонирования флюксона, даже без приложения дополнительного магнитного поля. Это явление ранее было теоретически предсказано в работах [12-14].

Сверхпроводящая ТГц-электроника может иметь цепи с клонированием флюксонов, как показано на рис. 9.1. Ключевыми узлами этих схем являются главный длинный ( $\gg \lambda_j$ ) джозефсоновский переход (MLJJ) и подключенный к его центру дополнительный длинный джозефсоновский переход (ALJJ), (см. детали в [12, 13, 14, 15]), где длинный Т-образный

джозефсоновский переход представлен на рис. 9.1а. Вихри генерируются внешним магнитным полем в плоскости рисунка перпендикулярным к MLJJ на его концах и перемещаются к Т-образному перекрестку приложением транспортного тока перпендикулярного плоскости рисунка. Каждый раз, когда вихрь проходит Т-образный перекресток он клонируется. Далее клонированный вихрь движется вдоль поперечной ветви Т-образного перехода (ALJJ, см. рис. 9.1). Новое явление было первоначально обнаружено численно [12, 13, 14], а затем косвенно наблюдалось в некоторых экспериментах [16]. Единичный вихрь, который распространяется с левой стороны Т-образного перекрестка, после клонирования переходит в состояние двух вихрей. Вторичный вихрь зарождается в тот момент, когда первичный вихрь проходит разветвление Т-образного перекрестка. Для того чтобы зародился новый вихрь, первичный вихрь, в главном переходе MLJJ, должен иметь достаточную кинетическую энергию. Часть этой энергии первичный порождающий вихрь теряет на Т-образном перекрестке, генерируя вторичный вихрь. Объединенный транспортный ток и экранирующие токи вокруг первичного вихря могут превышать критический ток в «слабом» месте, и именно по этой причине вторичный флюксон может сформироваться [12, 13, 16, 17].

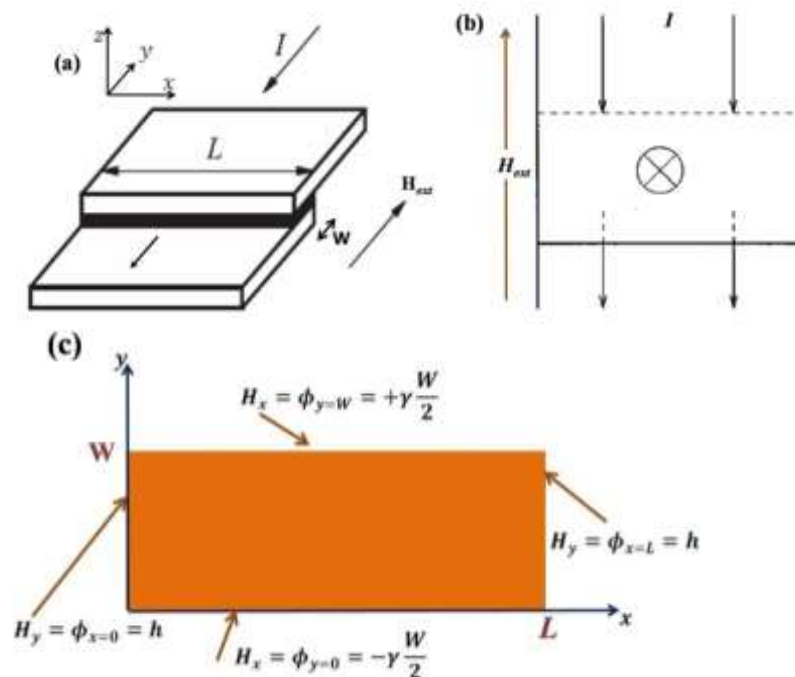


Рисунок 9.2. а) туннельный переход Джозефсона перекрывающегося типа. б) принципиальная схема верхней части перекрытия LJ. Ток от верхнего электрода проходит через соединение и идет в нижнем электроде. в) граничные условия на перекрытии для уравнения 2D синус-Гордона.

Магнитное поле, транспортные токи, все длины являются безразмерными

Обычно FFO формируется во внешнем магнитном поле. Стоит отметить, что прямые и кольцевые структуры для длинного ( $\gg \lambda_J$ ) джозефсоновского перехода не находят применения в качестве FFO [2], поскольку в предыдущих исследованиях использовались только перекрывающиеся структуры [5, 7-11, 18, 19]. Сильное электромагнитное излучение возникает, когда вихри участвуют в Фиске резонансах, но для этого они должны сформировать цепочку. Недавно было показано, что клонированные вихри могут быть упорядочены, чтобы сформировать такую же цепочку флюксонов, как в стандартном FFO. Таким образом, можно заключить, что FFO может работать без внешнего магнитного поля в кольцевой геометрии [16] и геометрии перекрытия [17]. В этой главе мы покажем, опираясь на работу [17], как клонирование флюксонов может быть использовано, чтобы сделать FFO, работающий без внешнего магнитного поля.

### 9.1. Сверхпроводящая ТГц-электроника с флюксонными схемами

Рис. 9.2 схематически показывает геометрии, используемые в традиционных FFO [2, 3, 20]. Здесь показан стандартный переход с перекрытием (на рис. 9.2а, б), где транспортный ток введен в направлении, перпендикулярном к длинной стороне перехода. FFO требует внешнего магнитного поля и работает при непрерывной инжекции флюксонов от одного края перехода и их уничтожении на другой границе [21]. Когда внешнее магнитное поле приложено в плоскости перехода, оно проникает в переход в виде статических джозефсоновских вихрей - флюксонов (солитонов). Они движутся вдоль перехода под воздействием приложенного тока [17, 22, 23]. Достигнув края перехода, флюксон излучает электромагнитные волны (терагерцовое излучение) [24-28]. Частота  $f$  излучения, испускаемого движущейся цепочкой флюксонов есть  $f = V/\Phi_0$ , где  $V$  - постоянное напряжение, вызванное движением флюксонов;  $\Phi_0$  - квант магнитного потока [20, 21, 29-32]. Электромагнитное излучение заметно усиливается при резонансах Фиске.

Динамика флюксонов описывается двумерным уравнением синус-Гордона, когда применяются и внешний транспортный ток и магнитное поле:

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} - \phi_{tt} - \sin(\phi) = \alpha \phi. \quad (9.1)$$

Здесь нижние индексы  $x$ ,  $y$  и  $t$  обозначают дифференцирование по нормированному пространству и времени, соответственно.  $\alpha$  - параметр затухания,  $\alpha \geq 0$ . В структуре с перекрытием, как показано на рис. 9.2, нормированные общая длина и ширина переходов вдоль  $x$ ,  $y$  осей обозначены  $L$  и  $W$ , соответственно. Магнитное поле и внешний ток описываются соответствующим граничным условием [1, 23, 31-34]:

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi|_{\partial\Omega} = \vec{n} \cdot [zX(\vec{H}_e + \vec{H}_I)]_{\partial\Omega} \quad (9.2)$$

где  $\vec{n}$  - внешняя нормаль к границе  $\partial\Omega$  области перехода  $\Omega$ ,  $\vec{H}_e$  является внешним магнитным полем и  $\vec{H}_I$  магнитное поле, вызванное током, проходящим через переход. Когда внешнее магнитное поле  $H_{ext}$  приложено в плоскости контакта параллельно к барьеру и перпендикулярно длинной стороне перехода, граничные условия могут быть записаны [1, 21, 31-37] в виде

$$H_y = \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0,L} = h, \quad (9.3a)$$

$$H_x = \left. \frac{d\phi}{dy} \right|_{y=0,LW} = \mp \gamma \frac{W}{2}, \quad (9.3b)$$

где  $h = \frac{H_{ext}}{J_c \lambda_J}$  обозначает нормированную величину внешнего магнитного поля и  $\gamma$  - нормированная величина компоненты внешнего транспортного тока инжектированного с границы перехода, см. рис. 9.2б, в.

T-образный переход Джозефсона, показанный на рис. 9.1, является схемой клонирования флюксонов. Границы  $A'$ ,  $D'$  и  $G'$  на рис. 9.1а преобразованы в острые сужения, как показано на рис. 9.1в, со значительно большим импедансом, который добавляется, чтобы минимизировать отражение вихрей от концов перехода, как показано на рис. 9.3. Магнитные вихри проникают только с границ  $A$  и  $G$  главного перехода MLJJ. В этих схемах главный MLJJ отрезок (шириной  $W_0$ ) является основным FFO переходом и дополнительный ALJJ отрезок (шириной  $W$ ) является дополнительным FFO переходом. Важно отметить, что ширина ALJJ должна быть меньше, чем у MLJJ [38] в случае нулевого внешнего тока. Кроме того, весь джозефсоновский переход осциллирует с одинаковой частотой (т.е. среднее напряжение во всех частях перехода одинаково).

Когда прикладывается внешнее магнитное поле, превышающее критическое значение  $h_{min}$ , вначале вихри проникают через границы, как  $A$  и  $G$ , главного FFO. Эти вихри «зацепляются» за неоднородности (см. например, рис. 9.3а). С ростом поля, см. 9.3б, новые вихри проникают через границы и толкают предыдущие навстречу T-образному перекрестку [39]. В T-образном перекрестке, вихри застревают, потому что они не имеют достаточно энергии, чтобы преодолеть барьер на T-образном перекрестке. Несмотря на то, что флюксоны могут быстро протекать через переход, они тем не менее до сих пор не могут делиться, как видно из рис. 9.3в.

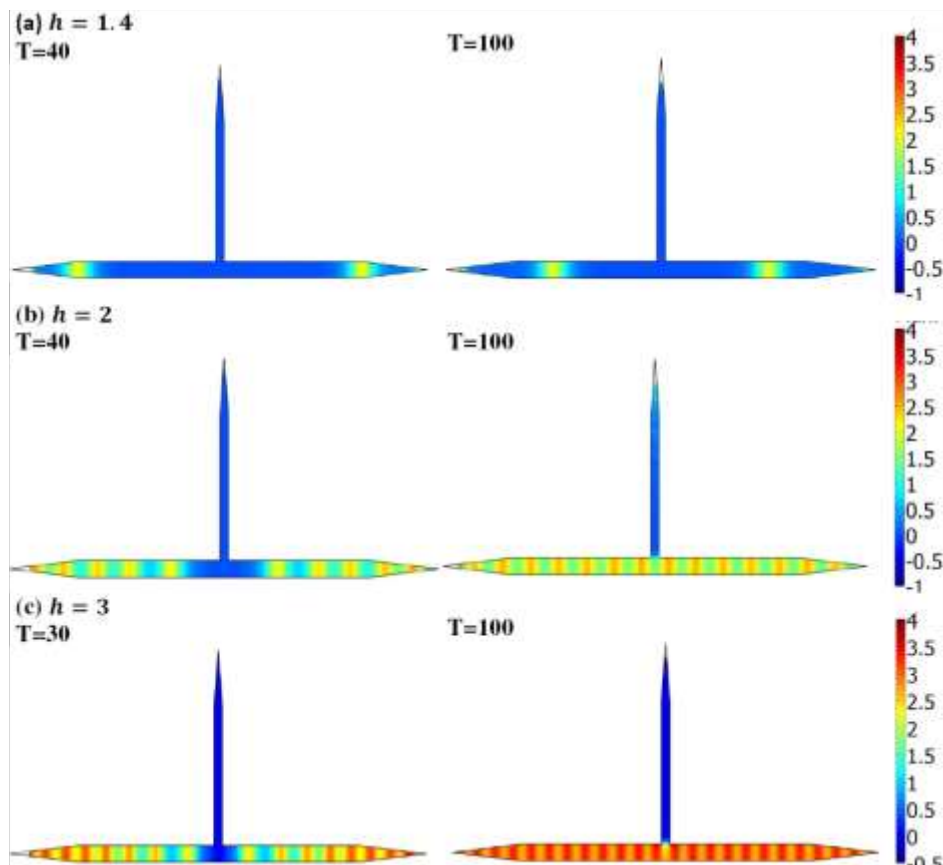


Рисунок 9.3. Численное моделирование проникновения магнитного потока в переход без внешнего тока. (а) При  $h = 1.4$ , только один вихрь может войти с каждой из границ А и G. Вихри проникают на небольшое расстояние в соединении и затем зацепляются за дефекты. (б)  $h = 2$ , многие вихри могут проходить через переход. В Т-образном переходе, эти вихри связаны и не клонированы. (в)  $h = 3$ , проникшие вихри быстро перемещаются. Концентрация флюксонов в переходе также увеличивается. Деления вихрей все еще не происходит. Цветовая гамма представляет собой распределение магнитного поля от  $-0,5$  до  $4$

Как только ток превышает критическое значение, происходит деление на Т-образном перекрестке [23, 32]. При  $\gamma > 0$ , критическое значение магнитного поля уменьшается [23, 40]. Когда  $\gamma$  и  $\eta$  больше их пороговых значений, у флюксонов достаточно кинетической энергии для деления на Т-образном перекрестке. Эти флюксоны контролируются двумя факторами: транспортным током возбуждения и магнитным полем. Также, при низком токе возбуждения воздействие силы Лоренца слабое. Вихри проникают в переход с обеих границ, А и G, и ускоренно двигаются к противоположной от проникновения стороне, границы G и А, соответственно (рис. 9.3а). Тем не менее, движения флюксонов от границы G быстрее, чем от границы А. Поэтому, количество флюксонов на правой стороне выше, чем на левой. Кроме того, вихри на левой стороне могут быть пинингованы в контакте (рис. 9.3а,б), это зависит от силы магнитного поля. Между тем, флюксоны на правой стороне начинают очень медленно делиться на Т-образном перекрестке. Затем клонированная пара движется в главном и

дополнительном LJJ к границам  $A$  и  $D$ , соответственно. Клонированные флюксоны распространяются налево и толкают вихри, которые застряли на левой стороне перехода. После долгого времени система приходит к состоянию, когда все флюксоны в главном JTL двигаются влево.

Окончательно, как только значение тока возбуждения превысит порог, флюксоны начинают двигаться через главный MJTL переход с границы  $G$  (справа налево) из-за силы Лоренца (см. рис. 9.3в). На T-образном перекрестке первый флюксон начинает расщепление на два вихря в главном и дополнительном ALJJ. Затем они продолжают распространяться до границ  $A$  и  $D$ , соответственно. Тот же самый процесс происходит с вторым, третьим и следующими флюксонами. Таким образом, цепочка флюксонов поступает в дополнительную секцию LJJ, которая может быть использована в качестве FFO без приложенного внешнего магнитного поля.

## 9.2. Результаты численного моделирования

Было проведено численное моделирование с использованием методов конечных элементов. Нестационарное двумерное уравнение синус-Гордона (9.1) решалось с использованием мелкой сетки для поиска решения, зависящего от времени. Результаты демонстрируют последовательность проникновения магнитного потока, флюксона (солитона), его перемещения и деления. Динамику магнитного потока в течение изучаемого интервала времени можно проследить на цветных рисунках, например, на рис. 9.3. Используя граничные условия, связанные с приложенным внешним током и магнитным полем, уравнение (9.2) можно преобразовать к виду

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi|_{B,F,H} = -\gamma \frac{W_0}{2} \quad (9.4a)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi|_{C,E} = -\gamma \frac{W}{2} \quad (9.4б)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi|_{A,G} = \pm \frac{h}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (9.4в)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi|_D = 0 \quad (9.4г)$$

В качестве схемы клонирования флюксонов был использован длинный джозефсоновский переход с геометрией перекрытия, имеющий T-образную форму с размерами  $L = 400$  мкм и  $W_0 = 16$  мкм для главного MJTL и  $L = 200$  мкм и  $W = 8$  мкм для дополнительного. Глубина проникновения Джозефсона была выбрана равной  $\lambda_j \approx 8$  мкм [18], параметр затухания был принят равным  $\alpha = 0.1$ .

На рис. 9.3 представлены результаты численных расчетов по динамике вихрей в обычном длинном переходе Джозефсона, используемого в качестве обычного FFO. Подробное обсуждение этого рисунка было представлено выше.

### 9.3. Результаты экспериментального исследования

Описанные выше схемы цепей для клонирования потока джозефсоновских вихрей (флюксонов) были разработаны и экспериментально изучены с использованием Nb-Nb-AlO<sub>x</sub> джозефсоновских переходов [41, 42]. Каждый из двух образцов, описанных в данной статье, состоит из дополнительного перехода ALJJ (ширина 4 или 8 мкм, длина 200 мкм) соединенного с главным переходом MLJJ (ширина 16 мкм, длина 400 мкм). К каждой из цепей клонирования потока были прикреплены два отдельных SIS перехода, чтобы обеспечить возможность измерения мощности, а также спектров FFO излучения в MLJJ и ALJJ переходах. Значение критической плотности тока  $J_c$ , приблизительно 5 кА/см<sup>2</sup>, что дает джозефсоновскую глубину проникновения  $\lambda_J \sim 6$  мкм. Для численных расчетов мы используем типичное значение лондоновской глубины проникновения  $\lambda_L \approx 90$  нм и удельную емкость перехода  $C_s \approx 0.08$  пФ/мкм<sup>2</sup>. Активная область на FFO (т.е. туннельный барьер AlO<sub>x</sub>) выполнен в виде длинного окна с относительно толстым (200-250 нм) слоем изоляции SiO<sub>2</sub>, зажатого между двумя слоями сверхпроводящих пленок (базовый и монтажный электроды). Так называемая «простаивающая» область состоит из толстого слоя SiO<sub>2</sub>, прилегающего к переходу (по обеим сторонам туннельной области) между перекрывающимися электродами. Она образует линию передачи параллельную FFO (не показана на рис. 9.1, 9.2). Ширина этой области ( $W_I = 8-14$  мкм) сравнима с шириной перехода. В этом дизайне нижний электрод FFO используется в качестве контрольной линии, в которой ток  $I_{CL}$  создает магнитное поле, направленное перпендикулярно длинной стороне главного FFO перехода.

Вольт-амперные ( $I-V$ ) характеристики FFO традиционной конструкции без цепи клонирования (изготовленного на одной и той же подложке с главной конструкцией) представлены на рис. 9.4a; каждая кривая была измерена для различных магнитных полей, создаваемых током в контрольной линии.

Один SIS переход с индуктивной цепью настройки использовался для измерения ширины линии излучения. Схемы согласования и подстройки были разработаны, чтобы обеспечить одинаковую связь между FFO и SIS в диапазоне частот 400-700 ГГц. Величина тока SIS, индуцированного FFO, показана на рис. 9.4a; SIS накачка для каждой FFO точки смещения была измерена при постоянном напряжении смещения SIS 2.5 мВ. Особенности около 930 мкВ (частота 450 ГГц), где кривые становятся не - формирование области, где туннельные характеристики зависят от собственного электромагнитного поля, так называемое JSC граничное напряжение [42].



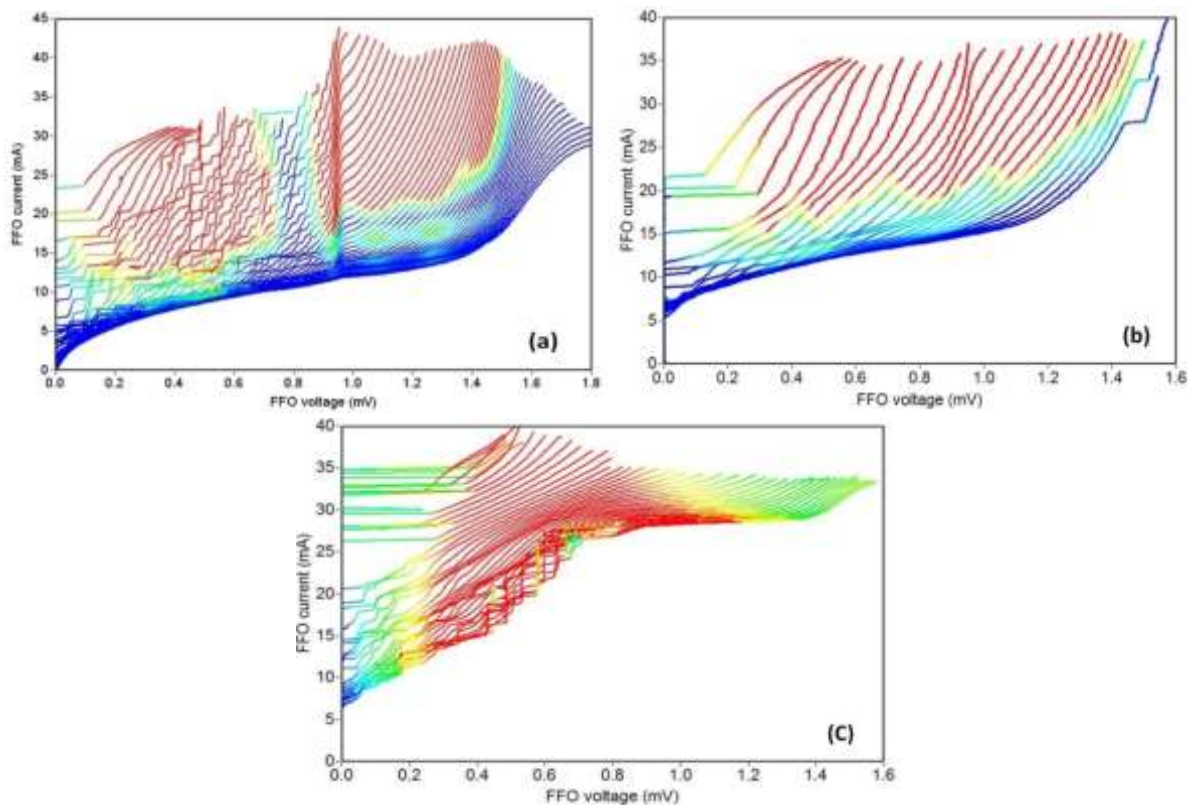


Рисунок 9.4. Типичный набор вольт-амперных характеристик для Nb-Nb-AlO<sub>x</sub> FFO традиционной конструкции, записанного с увеличением магнитных полей. Каждая вольт-амперная характеристика измеряется в фиксированном магнитном поле, а именно при фиксированном токе  $I_{CL}$  в контрольной линии, который затем увеличивается на  $\Delta I_{CL}$  перед следующим  $I_{CL}$  и записывается ( $\Delta I_{CL} = 1$  мА для (а) и (в), тогда как для (б)  $\Delta I_{CL} = 2$  мА). Измеренная вольт-амперная характеристика для обычного FFO (а); вольт-амперные характеристики для схем клонирования потока джозефсоновских вихрей потока с различной шириной дополнительного FFO ((б) – 4 мкм, (в) – 8 мкм

При JSC напряжении квазичастицы в полости длинного перехода поглощают излучение FFO. Этот эффект значительно изменяет свойства FFO при напряжениях  $V \approx V_{JSC} = V_g/3$ , где  $V_g$  - напряжение сверхпроводящей щели. За счет потери мощности излучения в полости перехода Фиске резонансы полностью подавлены при  $V > V_{JSC}$  (ступеньки Фиске не наблюдаются). Также была измерена ширина линии в «обычных» FFO в диапазоне 250-750 ГГц по специально разработанной методике [43], основанной на применении SIS-перехода в качестве гармонического смесителя (НМ). Все полученные экспериментальные результаты очень схожи с измерениями FFO, разработанного для проекта TELIS [8, 9].

Ниже представлены предварительные результаты для схем, разработанных для изучения клонирования потока джозефсоновских вихрей; вольт-амперные характеристики для схемы с узкими (4 мкм) и широкими (8 мкм) дополнительно созданными FFO показаны на рис. 9.4б, в. В этом случае различные кривые соответствуют различным значениям магнитного поля; цвета линий соответствуют мощности излучения, измеряемой с ис-

пользованием гармонического смесителя, подключенного к главному переходу MLJJ (рис. 9.4б) и к дополнительному переходу ALJJ (рис. 9.4в). Из этих рисунков очевидно, что из-за наличия точки расщепления в этом случае наблюдается ненулевой обратный ток на вольт-амперных характеристиках FFO даже при большом магнитном поле. Можно предположить, что это связано с тем, что флюксоны захвачены неоднородностями в T-образном перекрестке и чтобы сдвинуть флюксон в присутствии точки расщепления требуется значительный ток.

Кроме того, важной особенностью большинства FFO вольт-амперных характеристик является практически полное отсутствие ступенек Фиске, как мы и прогнозировали в теоретическом анализе. Эти ступеньки возникают только в больших магнитных полях в схеме с клонирования потока, в широком (8 мкм) дополнительном FFO, см. рис. 9.4в, когда плотность флюксонов большая, и они соотносятся с резонансами в дополнительном переходе ALJJ. Расстояние между хорошо различимыми ступеньками (около 50 мкВ), что достаточно близко к ожидаемому значению положений ступенек Фиске для FFO в ALJJ с длиной 200 мкм.

Таким образом, удалось обнаружить электромагнитное излучение с основных и дополнительных FFO. Вольт-амперные характеристики SIS перехода с накачкой от основного FFO на разных частотах представлены на рис. 9.5 (экспериментальные данные были получены в экспериментах со схемой с широким дополнительным FFO).

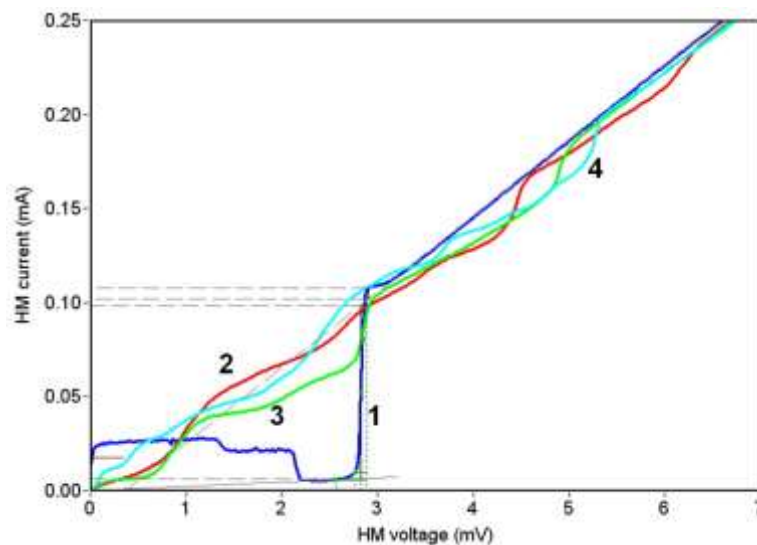


Рисунок 9.5. Вольт-амперные характеристики гармонического смесителя (HM), соединенного с главным FFO: 1 – автономный режим; 2 – 4 с накачкой FFO при 400, 500 ГГц и 600 ГГц соответственно

Можно видеть множество пиков, ассоциированных с фотонами около напряжения  $V_g$  с расщеплением  $hf/e$ , но эти ступеньки выглядят менее выраженными в сравнении с полученными при накачке регулярной FFO (см., например, [8]). Узкополосное излучение Джозефсона было заре-

гистрировано от главного FFO только в некоторых специфических условиях. Предположительно ширина линии FFO значительно увеличивается в связи с наличием неоднородности, которая изменяет движения флюксонов. Такая «модуляция» параметров FFO приводит к существенному уширению FFO ширины линии (более 1 ГГц). Следует отметить, что аналогичный эффект наблюдался для FFO с меньшими пространственными неоднородностями [44].

Тем не менее излучение очень узкого диапазона было измерено по ступенькам Фиске на дополнительном FFO в схеме с клонированием. Частота FFO определялась напряжением в соответствии с соотношением Джозефсона. Измеренные пики вели себя как обычные пики джозефсоновского излучения (проверены измерением сдвига частоты при малом изменении напряжения FFO); также был возможен фазовый захват FFO в обычной схеме ФАПЧ. Зачастую высшие гармоники испускаемого излучения обнаруживались по смещению ступенек. Никакого узкополосного излучения не было обнаружено при других смещениях FFO, кроме этих ступенек. Широкие пики излучения были получены только при высоких напряжениях.

#### 9.4. Эксперименты с $\text{Bi}_2\text{Si}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ВТСП излучателем

Используем детекторы на основе квантовых точек с точечным контактом (PC-QD) и с одноэлектронным транзистором (SET-QD) для оценки излучения, испускаемого многослойной структурой джозефсоновских переходов в высокотемпературных сверхпроводниках с внутренним эффектом Джозефсона. В нашем случае это  $\text{Bi}_2\text{Si}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi2212). Детектор фотонов терагерцового диапазона частот состоял из боковых полупроводниковых квантовых точек (QD). Он был сформирован на поверхности двумерного электронного газа (2-DEG) путем нанесения мезоструктуры из трех металлических гейтов, и металлического одноэлектронного транзистора (SET) на верхней части мезы. SET был емкостно связан с QD.

Для диагностики излучения использовалась следующая процедура. ТГц фотоны поглощались квантовыми точками, приводя к возбуждению, связанному с изменением зарядового состояния квантовых точек. Это проявлялось непосредственно как изменение в проводимости SET. Детектор, помещенный на 1 К платформу, был настроен по излучению черного тела. Исследование было мотивировано последними достижениями в исследовании слоев джозефсоновских переходов ВТСП [45]. Вольт-амперная характеристика для слойки переходов в Bi2212 была взята из наших измерений и представлена на рис. 9.6 (верху).

Наш ВТСП излучатель содержал 460 джозефсоновских переходов в стеке. Образец изготавливался вырезанием мезоструктуры из цельного кристалла Bi2212 с использованием сфокусированного пучка ионов галлия

(FIB), он вырезался таким образом, что единственно возможный путь для тока проходил через стек (желтый) из 460 джозефсоновских переходов (см. рис. 9.6 (снизу)). Площадь стека в аб-плоскости была  $s = 16.5 \times 12.4 \text{ мкм}^2 = 240.6 \text{ мкм}^2$  и критическая плотность тока  $J_c(0 \text{ К}) \approx 1000 \text{ А/см}^2$ . Типичная вольт-амперная характеристика ВТСП излучателя представлена на рис. 9.6 (сверху). При сканировании тока монотонно вверх (красные стрелки) наблюдаются заметные скачки напряжения до максимального 1.8 В, затем оно уменьшается по ветке негативного дифференциального сопротивления (NDR) и опять возрастает при больших токах. При сканировании тока монотонно вниз (голубые стрелки) напряжение также меняется, проходя область NDR и затем возвращается к нулю при ненулевом возвратном токе, образуя гистерезис как для недодемпфированных джозефсоновских переходов.

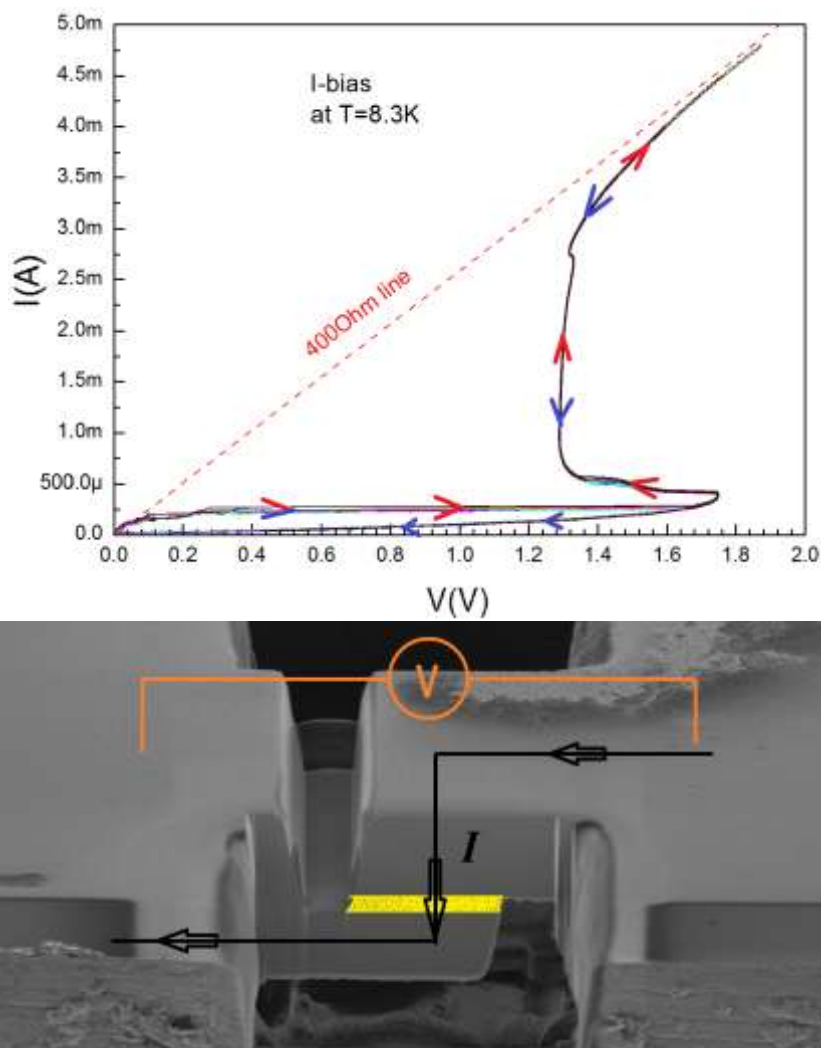


Рисунок 9.6. Вверху: ВАХ при 8.3 К стека переходов вырезанных из недодемпфированного кислородом  $\text{Bi}_2\text{Si}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$   $T_c=78 \text{ К}$ . Внизу общий вид стека ВТСП переходов, где светлым выделен стек, содержащий 460 джозефсоновских переходов

В S-образной геометрии структуры нам не удалось измерить излучение. При этом в планарной геометрии перехода получено излучение Bi2212 генераторов в диапазоне 0.4-1 ТГц с максимальной выходной мощностью в десятки мкВт [46]. Здесь также показано, что при некоторых условиях массив из  $N$  джозефсоновских излучателей синхронизируется, поскольку мощность выходного излучения в некоторых случаях растет квадратично с ростом числа переходов ( $P \sim N^2$ ). Механизмы синхронизации джозефсоновских излучателей внутри  $\text{Bi}_2\text{Si}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  до сих пор до конца не выяснены.

### Заключение

В настоящей главе описаны некоторые решения в сверхпроводящей электронике ТГц диапазона на основе FluxFlow осцилляторов (FFO), использующие эффект клонирования флюксонов. Было показано, как создать эффективный источник терагерцового излучения, который может работать даже без применения магнитного поля. Когерентное излучение возникает вследствие резонансов Фиске, образующихся в цепочке флюксонов, которые клонированы в T-образном переходе Джозефсона. В подобном переходе в дополнительном LJJ плотная вихревая цепочка была создана клонированием, то есть без применения магнитного поля. Когда период цепочки соизмерим с размером линии передачи Джозефсона (ALJJ), возникают сильные резонансы Фиске. Такой резонанс, в свою очередь, сопровождается интенсивным терагерцовым излучением вдоль AJTL. В схемах, основанных на таком принципе, FFO может работать даже без внешнего магнитного поля. Нами были измерены формы спектральных линий и обнаружено, что они являются очень узкими. Разработанные устройства могут быть использованы в особых случаях, когда применение магнитного поля нежелательно и может быть даже разрушительным для некоторых других устройств.

### Литература

1. Barone A. Physics and Applications of the Josephson Effect / A. Barone, G. Paterno // John Wiley and Sons, Inc. (1982).
2. Jaworski M. Influence of self-fields on the flux-flow dynamics in a long Josephson junction / M. Jaworski // Supercond. Sci. Technol. - 2008. - № 21 - P. 065016.
3. Thyssen N. Flux flow and resonant modes in multi-junction Josephson stacks / N. Thyssen, A. V. Ustinov, H. Kohlstedt // J. Low Temp. Phys. - 2006. - № 106 - P. 201-206.
4. Baselgia L. Multi-fluxon steps in long Josephson junctions and their application to oscillators / L. Baselgia, O. G. Symko, W. J. Yeh // IEEE Trans. Magn. - 1991 - № 27. - P. 3257.
5. Nagatsuma T. Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region / T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Irie, K. Yoshida // J. Appl. Phys. - 1983 - № 54. - P. 3302, see also Pt. II: J. Appl. Phys. - 1988 - №56 - P. 3284; Pt. III, J. Appl. Phys. - 1985. - № 58 - P. 441; Pt. IV, J. Appl. Phys. - 1988. - № 63. - P. 1130.
6. Pederson N. F. Fluxon electronic devices / N. F. Pederson // IEEE Trans. Magn. - 1991. - № 27. - P. 3328.

7. Koshelets V. P. Superconducting millimeter wave oscillators and SIS mixers integrated on a chip / V. P. Koshelets, A. V. Shchukin, S. V. Shitov // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1993. - № 3. - P. 2524-2527.
8. Integrated sub-mm wave receivers / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. M. Baryshev, I. L. Lapitskaya, L. V. Filippenko, H. van de Stadt, J. Mees, H. Schaeffer, T. de Graauw // *IEEE Trans. on Applied Superconductivity.* – 1995. - № 5. - P. 3057.
9. de Lange G. Development and Characterization of the Superconducting Integrated Receiver Channel of the TELIS Atmospheric Sounder / G. de Lange, D. Boersma, J. Dercksen // *Supercond. Sci. Technol.* – 2010. - № 23. - P. 045016.
10. Superconducting Submm Integrated Receiver for TELIS / V. P. Koshelets, A. B. Ermakov, L. V. Filippenko, O. V. Koryukin, A. V. Khudchenko, A. S. Sobolev, M. Yu. Torgashin, P. A. Yagoubov, R. W. M. Hooegeveen, W. J. Vreeling, W. Wild, O. M. Pylypenko // *J. of Phys.: Conference Series.* – 2006. - № 43.- P. 1377-1380.
11. First Implementation of a Superconducting Integrated Receiver at 450 GHz / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, A. M. Baryshev, H. Golstein, T. de Graauw, W. Luinge, H. Schaeffer, H. van de Stadt // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. - № 68. - P. 1273-1275.
12. Gulevich D. R. Flux Cloning in Josephson Transmission Lines / D. R. Gulevich, F. V. Kusmartsev // *Phys Rev. Lett.* – 2006. -№ 97. - P. 017004.
13. Gulevich D. R. New phenomena in long Josephson junctions / D. R. Gulevich, F. V. Kusmartsev // *Supercond. Sci. Technol.* – 2007. - № 20. - P. S60-S67.
14. Farhan-Hassan H. Spontaneous Movable Semifluxon Generation New Phenomena in nano-electronic superconducting system / H. Farhan-Hassan, F. V. Kusmartsev // *J. Phys.: Conf. Ser.*- 2010. - № 248. - P. 012058.
15. Farhan-Hassan H. Electrodynamics Fluxon and Semi-fluxon in 2D T-shaped J nano-junction: PhD thesis / H. Farhan-Hassan. – Loughborough university, UK, 2011.
16. Josephson fluxon pump: Theoretical aspects and experimental implementation of elementary flux quanta generator with BSCCO / D. R. Gulevich, M. Gaifullin, O. E. Kusmartseva, F. V. Kusmartsev, K. Hirata // *Physica C: Supercond.* – 2008. - № 468. - P. 1903-1906.
17. Terahertz and Mid Infrared Radiation: Generation, Detection and Applications / H. Farhan-Hassan, D. R. Gulevich, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, F. V. Kusmartsev. – Springer, 29-41, 2011.
18. Koshelets V. P. Integrated superconducting receivers / V. P. Koshelets, S. V. Shitov // *Supercond. Sci. Technol.* – 2000. - № 13. - P. R53.
19. Cikmacs P. Resonances and flux-flow in Josephson junctions / P. Cikmacs, M. Cirillo, V. Merlo, R. Russo // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2011. - № 11. - P. 99-102.
20. Mygind J. Microwave Superconductivity / J. Mygind, N. F. Pedersen // H. Weinstock and M. Nisenoff (ed.), 1999.
21. Pedersen N. Fluxons in Josephson transmission lines: new developments / N. Pedersen, A. V. Ustinov // *Supercond. Sci. Technol.* – 1995. - № 8. - P. 389-401.
22. Flux Motion in YBCO<sub>Bi</sub> epitaxial Josephson Junctions / H. H. Sung, S. Y. Yang, H. E. Homg, H. C. Yang // *IEEE Trans. Appl. Super.*- 1999. -№ 9. - P. 3937-3940.
23. Parmentier R. D. The New Superconducting Electronics / R. D. Parmentier. – 2 ed. H. Weinstock and R. W. Ralston. – Dordrecht: Kluwer, 1993.
24. Mints R. G. Josephson-vortex Cherenkov radiation / R. G. Mints, I. B. Snapiro // *Phys. Rev. B.* – 1995. -№ 52. - P. 9692.
25. Bulaevskii L. N. Radiation from Flux Flow in Josephson Junction Structures / L. N. Bulaevskii, A. E. Koshelev // *J. supercond. & novel magnetism.* – 2006. - № 19.- P. 349.
26. Kurin V. V. Radiation of linear waves by solitons in a Josephson transmission line with dispersion / V. V. Kurin, A. V. Yulin // *Phys. Rev. B.* – 1997. - № 55. - P. 11659.

27. Abdumalikov A. A. Vortex radiation in long narrow Josephson junctions: Theory and experiment / A. A. Abdumalikov, M. V. Fistul, A. V. Ustinov // *Phys. Rev. B.* – 2005. - № 72. - P. 144526.
28. Goldobin E. Cherenkov Radiation from Fluxon in a Stack of Coupled Long Josephson Junctions / E. Goldobin, A. Wallraff, A. V. Ustinov // *J. of Low Temp. phys.* – 2000. - № 119. - P. 589.
29. Golubov A. A. Proceedings of the 21st International Conference on Low Temperature Physics / A. A. Golubov, B. A. Malomed, A. V. Ustinov // *Czechoslovak Journal of Physics.* - 1996 - № 46. - P. 573-574.
30. Betenev A. P. Radiation spectrum of a long Josephson flux-flow oscillator / A. P. Betenev, V. V. Kurin // *Phys. Rev. B.* – 1997. - № 56. - P. 7855-7857.
31. Caputo J. Two-dimensional effects in Josephson junctions: Static properties / J. Caputo, N. Flytzanis, Y. Gaididei, E. Vavalis // *Phys. Rev.* – 1996. - № 54. - P. 2092-2021.
32. Ustinov A. V. Long Josephson Junctions and Stacks, In: Lectures on Superconductivity in Networks and Mesoscopic Structures / A. V. Ustinov // *Amer. Inst. Phys. Conference Proceedings.* Eds. C. Giovannella and C. J. Lambert. – N.Y., 1998.
33. Eilbeck J. C. Comparison between one-dimensional and two-dimensional models for Josephson junctions of overlap type / J. C. Eilbeck, P. S. Lomdahl, O. H. Olsen // *J. Appl. Phys.* – 1985. - № 57. – 3 - P. 861-866.
34. Lomdahl P. S. Long Josephson Junctions and Stacks / P. S. Lomdahl, O. H. Olsen, J. C. Eilbeck // *J. Appl. Phys.* – 1984. - № 57. – 3. - P. 997-999.
35. Pederson N. F. Solitons in Josephson transmission lines, in Solitons / N. F. Pederson, S. E. Trullinger, V. E. Zakharov, V. L. Prokovsky eds. – North-Holland, Amsterdam, 1986.
36. Soliton dynamics in two-dimensional Josephson tunnel junctions / S. G. Lachenmann, G. Filatrella, T. Doderer, J. C. Fernandez, R. P. Huebener // *Phys. Rev. B.* – 1993. - № 48. - P. 22.
37. Comparison between one-dimensional and two-dimensional models for Josephson junctions of overlap type / J. C. Eilbeck, P. S. Lomdahl, O. H. Olsen, M. R. Samuelsen // *J. Appl. Phys.* – 1985. - № 57. - P. 861.
38. Farhan-Hassan H. Flux Cloning Anomalities in Josephson nano-junction / H. Farhan-Hassan, F. V. Kusmartsev // *International Journal of Modern Physics B.* – 2009. - № 23. - P. 4345-4351.
39. Dorogovtse S. N. Magnetic-Flux Penetration and Critical Current in Long Periodically Modulated Josephson Junction / S. N. Dorogovtse, A. N. Samukhin // *Euro phys. Lett.* – 1994. - № 25. - P. 693-698.
40. Cirillo M. Dynamical evidence of critical fields in Josephson junctions / M. Cirillo, T. Doderer, S. G. Lachenmann, F. Santucci, N. Gronbech-Jensen // *Phys. Rev. B.* – 1997. - № 56. – 11 - P. 889.
41. Submillimeter Superconducting Integrated Receivers: Fabrication and Yield / L. V. Filippenko, S. V. Shitov, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, V. P. Koshelets, J. R. Gao // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* - 2001 - № 11. - P. 816-819.
42. Self-Pumping Effects and Radiation Linewidth of Josephson flux-flow oscillators / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, S. V. Shchukin, I. V. Filippenko, J. Mygind, A. V. Ustinov // *Phys. Rev. B.* – 1997. - № 56. - P. 5572-5577.
43. Linewidth of Submillimeter Wave Flux-Flow Oscillators / V. P. Koshelets, S. Shitov, A. Shchukin, L. Filippenko, J. Mygind // *Appl. Phys. Lett.* - 1996 - № 69. - P. 699-701.
44. Superconducting Phase-Locked Local Oscillator for Submm Integrated Receiver / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, A. S. Sobolev,

M. Yu. Torgashin, A. L. Pankratov, V. V. Kurin, P. Yagoubov, R. Hoogeveen // *Supercond. Science and Technology*. – 2004. -№ 17. - P. 127-131.

45. Emission of THz coherent radiation from superconductors / L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok, U. Welp // *Science*. – 2007. - № 318. - P. 1291.

46. High Temperature Superconductor Terahertz Emitters: Fundamental Physics and Its Applications / T. Kashiwagi, M. Tsujimoto, T. Yamamoto, H. Minami, K. Yamaki, K. Delfanazari, K. Deguchi, N. Orita, T. Koike, R. Nakayama, T. Kitamura, M. Sawamura, S. Hagino, K. Ishida, K. Ivanovic, H. Asai, M. Tachiki, R. A. Klemm, K. Kadowaki // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2012. - № 51. - P. 010113.