

PACS numbers: 74.25.F-, 74.25.Na, 74.81.Fa, 85.25.Cp, 85.25.Am, 85.25.Dq

Квантование тока в высокоиндуктивном контуре с интерферометром

С. И. Бондаренко, Л. В. Гнездилова, В. П. Коверя, А. В. Кривсун

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина
НАН Украины,
просп. Ленина, 47,
61103 Харьков, Украина*

При температуре 4,2 К исследованы критические токовые состояния сверхпроводящего контура с индуктивностью 10^{-6} Гн, содержащего квантовый интерферометр в виде прижимного точечного контакта ниобий–ниобий, замыкающего контур. Установлено, что транспортный ток через такой контур, превышающий критический ток интерферометра и критический диамагнитный ток, возбуждаемый в контуре внешним магнитным полем, изменяются периодически и дискретно при увеличении транспортного тока или магнитного поля. Обсуждаются причины квантования токов.

За температури 4,2 К досліджено критичні струмові стани надпровідного контуру з індуктивністю 10^{-6} Гн, що містить квантовий інтерферометр у вигляді притискового точкового контакту ніобій–ніобій, що замикає контур. Встановлено, що транспортний струм через такий контур, який перевищує критичний струм інтерферометра і критичний діамagnetний струм, що збуджується в контурі зовнішнім магнетним полем, змінюються періодично і дискретно при збільшенні транспортного струму або магнетного поля. Обговорюються причини квантування струмів.

Critical current states of a superconducting contour with inductance of 10^{-6} H containing quantum interferometer in the form of pressed point contact niobium–niobium closing a contour are investigated at temperature of 4.2 K. As revealed, a transport current through such a contour exceeding a critical current of the interferometer and a critical diamagnetic current, which is excited in the contour by an external magnetic field, vary periodically and discretely at increase of the transport current or magnetic field. The causes of the current quantization are discussed.

Ключевые слова: сверхпроводник, контакт Джозефсона, магнитное поле, квантование тока.

(Получено 19 сентября 2012 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее широко применяемые сверхпроводниковые устройства (квантовые интерферометры или СКВИДы, сверхпроводящие короткозамкнутые катушки различного типа для создания большого магнитного поля, сверхпроводящие магнитные экраны) и микроструктура большинства современных высокотемпературных сверхпроводников имеют вид замкнутых металлических контуров или двусвязных сверхпроводников (ДСП).

Исследования свойств ДСП привели в свое время к фундаментальному открытию Ф. Лондоном [1] кванта магнитного потока $\Phi_0 = 2,06 \cdot 10^{-15}$ Вб и установлению М. фон Лауэ закона распределения транспортного тока в ветвях полностью сверхпроводящего кольца обратно пропорционально их индуктивностям [2]. После открытия эффекта Джозефсона [3] распределение транспортного тока в ветвях ДСП, их токовое и магнитное состояние в основном продолжали изучаться только в квантовых интерферометрах постоянного тока (ПТ-СКВИДах) с двумя контактами Джозефсона [4, 5], индуктивности ветвей которых малы, т.к. ограничены соотношением между магнитной энергией контура квантования интерферометра ($E_M = \Phi_0^2 / (2L)$) и энергией возмущающих тепловых процессов ($E_T = kT$):

$$\Phi_0^2 / (2L) \gg kT, \quad (1)$$

где L , k , T — соответственно индуктивность интерферометра, постоянная Больцмана, температура интерферометра. Например, для работы интерферометра при $T = 4,2$ К необходимо, чтобы индуктивность L была меньше 10^{-9} Гн. Если $E_M \ll E_T$, то квантовая интерференция нарушается и интерферометр теряет свои свойства. Повидимому, это послужило причиной отсутствия интереса к изучению критических токовых состояний и реакции на внешнее магнитное поле ДСП с контактами Джозефсона, имеющих значительно большие значения индуктивности, чем индуктивность интерферометров.

Целью наших исследований явилось изучение критических токовых состояний высокоиндуктивных ($L \approx 10^{-6}$ Гн при $T = 4,2$ К) ДСП с контактами Джозефсона, входящими в состав квантовых интерферометров, под действием транспортного тока и внешнего магнитного поля при условии $E_M \ll E_T$. Как будет показано далее, в таких ДСП обнаруживаются ранее неизвестные квантовые явления. Данная работа содержит анализ и обобщение выполненного нами цикла работ [6–8] в этом направлении.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

ДСП с относительно большой индуктивностью имеют преимущество перед одиночными интерферометрами, так как размеры таких ДСП позволяют осуществить прямое измерение тока в их ветвях с помощью встроенного в их структуру детектора магнитного поля, создаваемого током. Другой особенностью исследованных ДСП является неравенство (асимметрия) их ветвей, как по протяженности, так и по критическим токам. Все измерения производились при расположении ДСП в жидком гелии при $T = 4,2$ К. Были изготовлены два типа ДСП, схемы которых показаны на рис. 1, а, в.

Первый из них (на рис. 1, а, б) представляет собой металлический контур из ниобиевого (Nb) микропровода с диаметром 70 микрон, короткой ветвью которого является прижимной точечный контакт (ПТК) Nb–Nb, критический ток которого в различных образцах ДСП находился в пределах от 20 до 120 мА. ПТК образован наложением двух концов ниобиевого провода друг на друга с последующим их сжатием в точке пересечения. Большая ветвь ДСП из микропровода с протяженностью в несколько сантиметров имеет участок с длиной около 1 см в виде спирали, внутрь которой помещается детектор феррозондового магнитометра (ФЗ) с длиной 10 мм и внешним диаметром 4 мм. Критический ток микропровода этой ветви

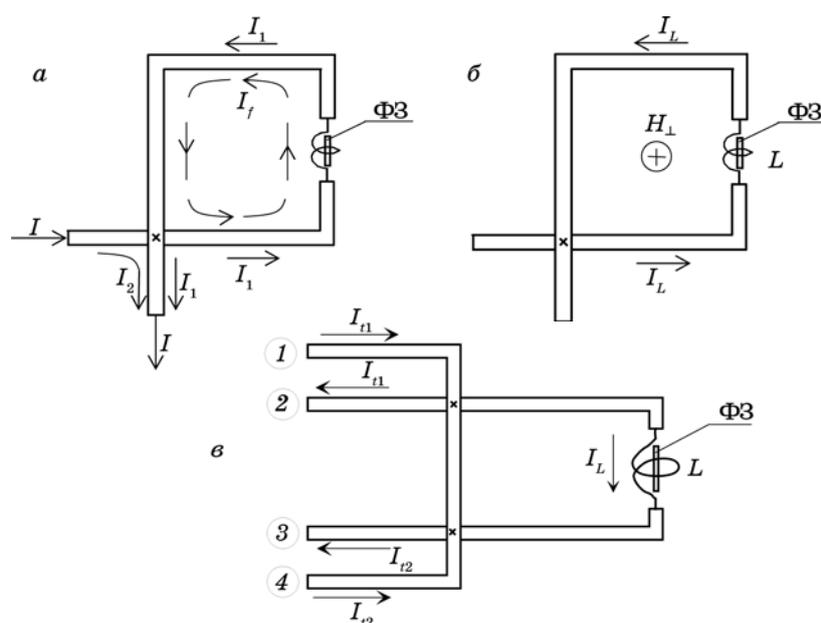


Рис. 1. Схемы исследованных контуров, × — места расположения интерферометров в виде прижимных точечных контактов, ФЗ — детектор феррозонда.

был равен 4 А. Индуктивность этого участка контура ДСП составляет около 10^{-6} Гн и практически определяет индуктивность (L) всего контура ДСП. Постоянный транспортный ток I через ДСП пропускается через свободные концы образующего контур ДСП микропровода, как показано на рис. 1, а. Для исследования влияния магнитного поля на ДСП на его контур (рис. 1, б) накладывалась плоская катушка из медного провода (на рис. 1, б не показана) с током $I_{H\perp}$, создающая магнитное поле H_{\perp} , направленное перпендикулярно плоскости контура ДСП. При этом $I = 0$.

Второй тип ДСП имеет два ПТК (рис. 1, в), которые подобны по конструкции и отличаются только критическими токами. Остальные элементы контура ПТК те же, что и в ДСП первого типа.

Основная информация о токовом состоянии ДСП с одним ПТК и его реакции на магнитное поле была получена из зависимостей тока I_1 в большей из ветвей от транспортного тока I и зависимостей тока I_L в контуре от тока $I_{H\perp}$ через катушку, создающую поле H_{\perp} , при $I = 0$. Соответственно информация о токовом состоянии ДСП с двумя ПТК получена из зависимостей тока I_L в большей ветви от транспортных токов I_{t1} и I_{t2} . Исследуемые ДСП были экранированы от воздействия внешних случайных электромагнитных полей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 2 приведена зависимость $I_1(I)$ для ДСП первого типа.

Характерными особенностями зависимости является отсутствие тока в большей ветви вплоть до достижения критического тока (I_{c2}) ПТК; изменение тока в этой ветви дискретным образом в виде ступеней тока при $I > I_{c2}$; появление плато, т.е. стабилизация тока I_1 при уменьшении тока I и, наконец, замораживание квантованных значений тока I_1 , находящихся в пределах $0 - I_{c2}$, после выключения тока I .

Первая особенность зависимости $I_1(I)$ объясняется законом Лауэ, в соответствии с которым транспортный ток I в основном течет по короткой ветви ДСП в виде ПТК, так как при $I < I_{c2}$ соотношение между его индуктивностью ПТК (L_2) и индуктивностью большей ветви (L_1) составляет около $1/10^7$ и чувствительности детектора магнитного поля недостаточно для регистрации малого тока, ответвляющегося в большую ветвь. Вторая особенность объясняется сложной микроструктурой ПТК.

Как было ранее установлено [9], ПТК состоит из нескольких различных по критическим токам параллельно включенных слабых связей джозефсоновского типа. Такая структура является сложным квантовым интерферометром. На рисунке 3, в качестве примера, показана характерная аperiодическая зависимость напряжения на одном из изолированных от контура ДСП и находящемся в резистивном состоянии интерферометре в виде ПТК (вставка рис. 3) от

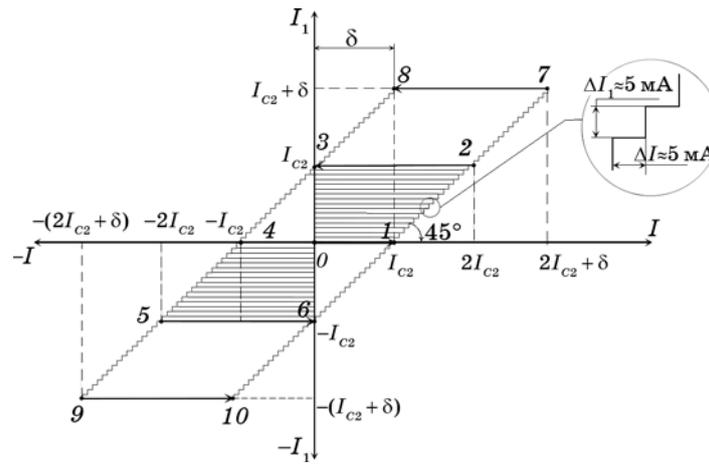


Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины тока I_1 в ветви с индуктивностью $L_1 \approx L$ от величины транспортного тока I через ДСП, δ — некоторое добавочное к величине $I = 2I_{c2}$ значение транспортного тока, при котором участок «плато» 7–8 смещен относительно оси I_1 на δ в отличие от подобных «плато», возникающих при уменьшении тока I от значений $I \leq 2I_{c2}$ (линии нескольких «плато» в областях 1–2–3–0 и 4–5–6–0).

слабого внешнего магнитного поля H .

Когда ПТК включен в контур ДСП, увеличение транспортного тока до величины, превышающей критический ток ПТК (но не более чем сумма критических токов обеих ветвей) не приводит к появлению его резистивности, так как ПТК шунтирован сверхпроводящей индуктивностью большой ветви ДСП. Вместо этого определяющим состоянием ПТК явлением становится увеличение его параметрической джозефсоновской индуктивности L_J . Так как при достижении критического тока ПТК все составляющие его микроконтакты находятся также в критическом состоянии, можно предполагать, что для оценки L_J в первом приближении можно использовать известное выражение для параметрической индуктивности одиночного контакта Джозефсона [10]:

$$L_J \approx \Phi_0 / (2\pi I_{c2} \cos\varphi), \tag{2}$$

где Φ_0 и φ — соответственно квант магнитного потока и разность фаз волновых функций куперовских пар на контакте. Увеличение L_J происходит за счет изменения разности фаз под действием тока через контакт и может теоретически достичь бесконечности при $\varphi = \pi/2$. Результатом такого увеличения является перераспределение транспортного тока между сверхпроводящими ветвями и увеличение тока I_1 в большей ветви ДСП. Поскольку ступенчатое уве-

личение тока в большей ветви ДСП происходит в целом пропорционально росту транспортного тока, то можно предположить, что это происходит в результате гигантского увеличения индуктивности L_J до величины, превышающей 10^{-6} Гн. Для простейшего интерферометра с двумя микроконтактами можно показать [6], что перераспределение тока в ветвях может приводить к периодическому квантовому изменению магнитного поля, создаваемого током, в микроинтерферометре ПТК. В результате этого также периодически меняется его критический ток I_{c2} и величина L_J , что приводит к возникновению ступенчатой зависимости $I_1(I)$, качественно близкой к наблюдаемой на эксперименте. При этом высота и ширина ступеней равна глубине магнитной квантовой модуляции критического тока интерферометра. Следует также отметить, что даже при большом количестве микроконтактов в ПТК экспериментальная зависимость $I_1(I)$ остается периодической. Третья и четвертая особенности зависимости $I_1(I)$ объясняется возникновением в контуре ДСП квантованных значений замороженного тока при уменьшении величины транспортного тока. Условием такого замораживания является малая протяженность короткой ветви ДСП, т.е. малая протяженность ПТК, сопоставимая с длиной когерентности сверхпроводника, и его сложная микроструктура.

Перечисленные особенности зависимости $I_1(I)$ сохраняются вплоть до транспортного тока, равного сумме критических токов ветвей ДСП. При превышении этой величины тока возникает резистивное критическое состояние ДСП. Таким образом, для ДСП с несимметричными по параметрам ветвями существуют два стационарных

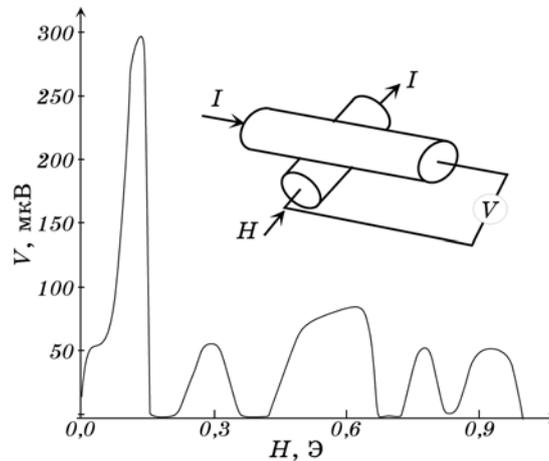


Рис. 3. Непериодическая зависимость напряжения (V) на изолированном ПТК от внешнего магнитного поля, вектор H которого лежит в плоскости пересечения микропроводников, образующих точечный контакт.

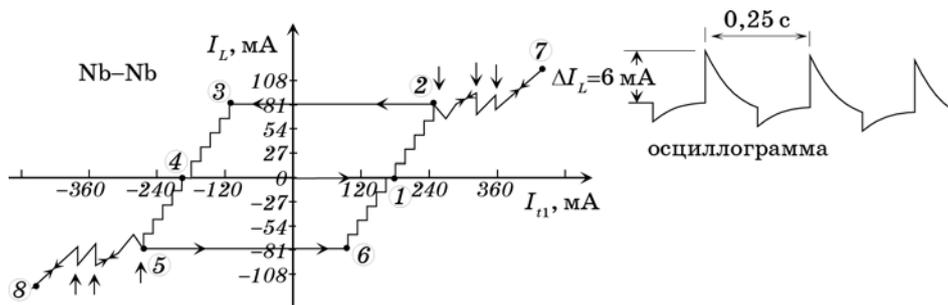


Рис. 4. Зависимость тока I_L в длинной ветви ДСП от транспортного тока (I_{t1}), вводимого в один из ТК. На вставке справа показана форма типичных автоколебаний (АК) тока в ветвях ДСП, когда оба ПТК находятся в резистивном состоянии. Вертикальными стрелками на зависимости указаны участки, в области которых существуют автоколебания тока I_L .

нарных критических токовых состояния. Первое, нерезистивное критическое состояние соответствует достижению критического тока наиболее «слабой» ветви, а второе, резистивное соответствует достижению суммарного критического тока ветвей.

Как показали наши исследования [7] второго критического состояния ДСП, наибольший интерес представляют свойства ДСП, обе ветви которого содержат ПТК (рис. 1, *в*). На рисунке 4 показана зависимость $I_L(I_{t1})$ для одного из образцов такого ДСП.

Зависимость отличается от подобной зависимости для ДСП первого типа появлением особенностей, отмеченных стрелкам, и отсутствием гистерезиса для значений транспортного тока, превышающих сумму критических токов двух ПТК. Кроме того, при значениях транспортного тока, соответствующих указанным особенностям, возникают автоколебания (АК) тока в ветвях ДСП при постоянном токе I_{t1} .

На вставке к рис. 4 приведен вид АК тока в ветви с индуктивностью L с амплитудой ΔI_L . Автоколебания можно объяснить процессом переключения тока из одной ветви в другую подобно тому, как это имеет место в контуре, имеющем одну ветвь со слабой связью того или иного типа, а другую со сверхпроводящей индуктивностью и последовательно с ней включенным нормальным сопротивлением [11]. Отличие нашего случая состоит в том, что вместо нормального сопротивления мы имеем резистивность двух ПТК, которая, в свою очередь, меняется в зависимости от магнитного поля тока, текущего через ПТК, имеющего структуру интерферометра [8]. Указанная особенность объясняет существование автоколебаний тока только при некоторых значениях тока I_{t1} .

Влияние магнитного поля на рассмотренные структуры было исследовано с помощью ДСП первого типа в отсутствии транспортного

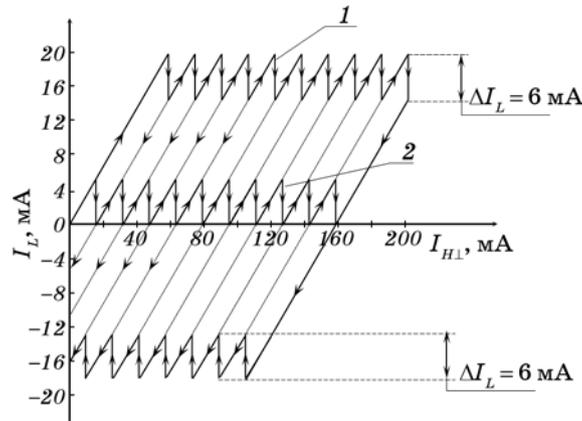


Рис. 5. Зависимости критического диамагнитного тока I_L в контуре от тока $I_{H\perp}$ в катушке, создающей магнитное поле H_{\perp} , при критическом токе контура 20 мА (1) и при критическом токе, равном 6 мА (2).

тока через него (рис. 1, б). Зависимости тока, возбуждаемого внешним магнитным полем, от величины этого поля показаны на рис. 5.

Они имеют вид пилообразных кривых с глубиной модуляции по току (ΔI_L), равной высоте ступеней на зависимости $I_1(I)$ для того же образца ДСП. Следовательно, возникновение пилообразной зависимости вызвано той же причиной, что и возникновение периодических ступеней на зависимости $I_1(I)$, т.е. с квантовыми процессами, происходящими в ПТК, имеющем микроструктуру интерферометра. Разница лишь в том, что квантовые состояния интерферометра изменяются периодически не под действием транспортного тока, а под действием диамагнитного тока I_L , возбуждаемого магнитным полем H_{\perp} [8]. Этот ток возбуждает вторичное магнитное поле вокруг микропроводника в области интерферометра, что приводит к периодическому изменению критического тока интерферометра. Разница между кривыми 1 и 2 на рис. 5 состоит лишь в величине максимального критического тока ДСП. В первом случае этот ток, определяемый максимальным значением критического тока интерферометра, равен 20 мА и значительно больше величины модуляции ΔI_L , а во втором — критический ток равен ей. Период квантования диамагнитного тока по магнитному полю H_{\perp} может быть рассчитан по формуле:

$$\Delta H_{\perp} = \pi \Phi_0 L_0 d / (\mu_0^2 s S_0), \quad (3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, d , s , S_0 — соответственно диаметр микропроводника контура ДСП, площадь квантования интерферометра, площадь контура ДСП.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования токовых состояний высокоиндуктивных двухсвязных сверхпроводников (ДСП) с двумя несимметричными по протяженности и критическим токам ветвями, содержащими прижимной точечный контакт (ПТК) в виде квантового интерферометра, позволили установить существование двух критических состояний, первое из которых является нерезистивным, а второе резистивным.

Определяющую роль в формировании первого критического токового состояния в ДСП играет параметрическая индуктивность ветви с меньшим критическим током. Для ветви в виде ПТК — это параметрическая джозефсоновская индуктивность. Увеличение параметрической индуктивности в области значений тока через нее, близкого к критическому, не только определяет перераспределение тока в ветвях ДСП, но и означает, что найдена методика регистрации ее гигантского увеличения в 10^6 раз.

Дискретное распределение транспортного тока в ветвях ДСП с ПТК доказывает возможность наблюдения квантования тока в высокоиндуктивном контуре ДСП, для которого выполняется соотношение $E_M \ll E_T$ (в нашем случае $E_T/E_M = 30$) благодаря преобразованию квантованных значений тока интерферометра в равные по величине периодические ступени тока в этом контуре. При этом зависимости квантованных значений тока в контуре ДСП являются строго периодическими функциями транспортного тока и магнитного поля, несмотря на сложную микроконтактную структуру такого интерферометра, каким является ПТК. Наложение токовых состояний интерферометра и собственно высокоиндуктивного контура ДСП позволяет считать ДСП с интерферометром своеобразной электронной гетероструктурой с сосредоточенными параметрами.

Замораживание тока, возникающего в высокоиндуктивном ДСП с ПТК после достижения первого критического состояния и последующего отключения источника транспортного тока, может являться тем механизмом, который вызывает появление замороженного магнитного поля в гранулированных сверхпроводниках после циклирования транспортного тока через них, так как их структура представляет собой совокупность ДСП с ПТК.

Обнаруженные свойства ДСП с ПТК могут найти применение при создании короткозамкнутых сверхпроводящих катушек для создания высокостабильного регулируемого по величине (либо дискретно, либо плавно) замороженного магнитного поля без разрыва сверхпроводящего контура магнита в отличие от метода использования традиционных тепловых ключей. Перспективным также представляется создание на основе ДСП с интерферометром квантового сверхпроводящего магнитометра, не требующего, в отличие от известных СКВИД-магнитометров, подвода энергии для своей активации.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. London, *Superfluids* (New York: Dover: 1961).
2. M. von Laue, *Theorie der Supraleitung* (Berlin: Schpringer: 1949).
3. B. D. Josephson, *Phys. Lett.*, **1**, Iss. 7: 251 (1962).
4. И. М. Дмитренко, С. И. Бондаренко, Т. П. Нарбут, *ЖЭТФ*, **57**, вып. 11: 1513, (1969).
5. *Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение* (Ред. Б. Б. Шварц, С. Фонер) (Москва: Мир: 1980).
6. В. П. Коверя, С. И. Бондаренко, А. В. Кревсун и др., *ФНТ*, **36**, № 7: 759 (2010).
7. В. П. Коверя, А. В. Кревсун, С. И. Бондаренко, Н. М. Левченко, *ФНТ*, **38**, № 1: 44 (2012).
8. С. И. Бондаренко, В. П. Коверя, А. В. Кревсун, Н. М. Левченко, *ФНТ*, **38**, № 4: 434 (2012).
9. A. H. Silver and J. E. Zimmerman, *Phys. Rev.*, **157**: 317 (1967).
10. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами* (Москва: Изд-во МГУ: 1978).
11. H. Frohlich, H. Koch, W. Vodel, D. Wachter, und O. Frauenberger, *Wissenschaftliche Zeitschrift*, Heft 1/2: 197 (1973).