Физика низких температур, 1995, т. 21, № 1, с. 68–77 УДК 538.9

Зависимость амплитуды магнитоквантовых осцилляций сопротивления металлических микроконтактов от напряжения смещения

Н. Л. Бобров[1,2], Я. Коккеди[2], Н. Н. Грибов[1,2], И. К. Янсон[1], А. Г. М. Янсен[2], П. Видер[2]

[1] *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47*

[2] *High Magnetic Field Laboratory, Max-Planck-Institut fur Festkorperforschung and Centre National de la Recherche Scientifique, 25 avenue des Martyrs, BP 166, F-38042 Grenoble CEDEX 09, France*

Статья поступила в редакцию 15 июля 1994 г., после переработки 19 августа 1994 г.

Для металлических микроконтактов из Al и Be исследованы магнитоквантовые осцилляции сопротивления как функции разности потенциалов, приложенной к контакту. Для одной группы контактов амплитуда осцилляций сопротивления в магнитном поле возрастает с увеличением напряжения и подобна микроконтактному спектру электрон-фононного взаимодействия, для другой уменьшается с ростом смещения на контакте. Как возрастание амплитуды осцилляций, так и ее убывание имеют немонотонную зависимость от энергии. В качестве возможных причин наблюдаемых эффектов рассматриваются рассеяние электронов на неравновесных фононах и ферми-жидкостные эффекты в неравновесной электронной системе.

Для металевих мікроконтактів із Al та Be досліджено магнітоквантові осциляції опору як функції різниці потенціалів, яка прикладена до контакту. Для однієї групи контактів амплітуда осциляцій опору в магнітному полі зростає із збільшенням напруги і подібна до мікроконтактного спектра електрон-фононної взаємодії, для другої — зменшується з ростом зміщення на контакті. Як зростання амплітуди, так і її зменшення мають немонотонну залежність від енергії. Як можливі причини спостережуваних ефектів розглянуто розсіяння електронів на нерівноважних фононах та фермі-рідкісні ефекти в нерівноважній електронній системі.

1. Введение

В магнитном поле **B** разрешенные состояния электронов располагаются в **k**-пространстве на трубках, называемых трубками Ландау. Они определяются условием квантования площади сечения трубки плоскостью, перпендикулярной направлению магнитного поля. Если рассмотреть трубку с наибольшей площадью сечения, которая частично находится внутри поверхности Ферми (ПФ), то ее заполненная часть будет уменьшаться при увеличении **B** и исчезать с бесконечной скоростью в момент соприкосновения трубки с ПФ. Такие резкие уменьшения заполнения, происходящие периодически в обратном поле $1/B$, приводят к осцилляциям свободной энергии и намагниченности (эффект де Гааза ван Альфена (дГвА)). Частота этих осцилляций F описывается соотношением Лифшица—Онзагера:

$$F=(c\hbar/2\pi e)A \ , \qquad (1)$$

где A — площадь экстремального сечения поверхности Ферми. Температура размывает границы между заполненными и незаполненными состояниями, что уменьшает амплитуду осцилляций. Соответствующий понижающий множитель имеет вид

$$R_T = \frac{2\pi^2 k_B\, nT/\hbar\omega_c}{\mathrm{sh}\,(2\pi^2 k_B\, nT/\hbar\omega_c)} \ ; \qquad (2)$$

здесь n — номер гармоники в спектре осцилляций; $\omega_c = eB/m^*c$.

Кроме того, вследствие упругого рассеяния электронов на примесях* время релаксации по импульсам становится конечным, что, в согласии с принципом неопределенности, приводит к уширению уровней Ландау и соответственно к уменьшению амплитуды осцилляций, почти такому же, какое было бы обусловлено увеличением температуры от истинного значения T до $T_{eff} = T + x$. Соответствующий понижающий множитель (фактор

* *Под примесями мы подразумеваем любые статические дефекты, упруго рассеивающие электроны.*

© Н. Л. Бобров, Я. Коккеди, Н. Н. Грибов, И. К. Янсон, А. Г. М. Янсен, П. Видер, 1995

Дингла), имеющий смысл отношения реально наблюдаемой амплитуды осцилляций к амплитуде, которая наблюдалась бы в отсутствие примесей, имеет вид

$$R_\tau = \exp\left(-2\pi^2 k_B\, nx/\hbar\omega_c\right) , \qquad (3)$$

$x = \hbar/2\pi k_B\tau$ — температура Дингла; τ — время жизни носителей.

Из теории для невзаимодействующих частиц следует, что вклад в температуру Дингла должны давать любые процессы рассеяния электронов, в том числе электрон-фононные столкновения [1]. Если пренебречь эффектами высшего порядка в электрон-фононном взаимодействии (ЭФВ), то влияние фононов сводится только к уменьшению амплитуды. При этом величина эффекта определяется функцией ЭФВ $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ исследуемого металла, температурой и величиной магнитного поля. Однако учет многочастичных эффектов показывает,что рассеяние электронов на фононах не приводит к увеличению температуры Дингла [1]. При этом дополнительное рассеяние электронов на фононах при повышении температуры компенсируется уменьшением перенормированной за счет электрон-фононного взаимодействия массы $m^* = m_0(1 + \lambda)$ (здесь λ — параметр ЭФВ), приближением ее к «голой» массе m_0. В сильных полях наблюдается отклонение от этой формулы в сторону более высоких амплитуд, причем требуемая величина B растет с температурой (энергией фононов). При этом необходимо учитывать, что, хотя ЭФВ и перенормирует циклотронную массу, определяющую затухание амплитуды с температурой, оно не влияет на массу, входящую в фактор Дингла, т.е. в выражение (3) должна входить «голая» масса m_0 [1].

Изучение влияния ЭФВ на амплитуду осцилляций дГвА в традиционных экспериментах возможно лишь для ограниченного числа металлов с аномально низкой температурой Дебая (например, Hg), в которых можно возбудить фононы при низких температурах, когда амплитуда осцилляций еще достаточна для наблюдения. Микроконтакты размером в несколько десятков или сотен ангстрем предоставляют уникальную возможность для изучения влияния неравновесных фононов, генерируемых в контакте, на амплитуду осцилляций плотности электронных состояний на поверхности Ферми в берегах.

Простейшая модель контакта — круглое отверстие в бесконечно тонкой непрозрачной перегородке, разделяющей два металлических полупространства. Малость размера микроконтакта d по сравнению с энергетической длиной пробега электронов l_ε приводит к тому, что в токовом состоянии электроны разбиваются на две группы, энергии Ферми которых различаются на приложенную разность потенциалов eV [2,3]. При этом электроны из группы с большей энергией Ферми могут переходить в группу с меньшей энергией с испусканием, как правило, одного фонона. Возможны также многофононные процессы, однако их вероятность значительно ниже. Таким образом, при приложенном к контакту напряжении, в окрестности контакта будут генерироваться фононы со всеми возможными энергиями, вплоть до eV. Вследствие того,что $l_\varepsilon >> d$, только малая доля полной мощности выделяется в непосредственной окрестности контакта и температура берегов остается практически неизменной и равной температуре гелиевой ванны.

При существующих технологиях создания прижимных микроконтактов упругая длина пробега электронов l_i вблизи сужения, как правило, имеет тот же порядок величины, что и размер контакта d, и значительно меньше, чем длина пробега в берегах. При этом сопротивление контакта при нулевом смещении для модели круглого отверстия определяется интерполяционной формулой Векслера [4]:

$$R_0 = \frac{16\rho l_i}{3\pi d^2} + \beta(l_i/d)\frac{\rho}{d} , \qquad (4)$$

здесь $\rho l_i = p_F/e^2 n = 3/2\, N(\varepsilon_F)v_F e^2$ — константа для данного металла, где ε_F, p_F, v_F — фермиевские энергия, импульс и скорость; ρ — удельное сопротивление; $N(\varepsilon_F)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми; $\beta(l_i/d)$ — немонотонная, слабо изменяющаяся функция от l_i/d близкая к 1: $\beta(0) = 1$; $\beta(4{,}48) \approx 0{,}6828$ (минимум функции); $\beta(\infty) = 9\pi^2/128 \approx 0{,}694$.

Первое слагаемое в (4) описывает шарвиновскую компоненту сопротивления микроконтакта, не зависящую от длины свободного пробега электронов и определяемую формой поверхности Ферми данного металла. Второе слагаемое — это максвелловская компонента сопротивления, которая зависит от чистоты металла вблизи сужения.

Если поместить микроконтакт в изменяющееся магнитное поле, то в результате квантования электронного энергетического спектра в сопротивлении микроконтакта появляется осциллирующая компонента. Эти осцилляции могут быть обусловлены как максвелловской, так и шарвиновской составляющими сопротивления, и зависят от параметров металла. В контактах из обычных металлов ларморовские радиусы электронов в полях до 20 Тл значительно больше типичных диаметров контактов. Например, для Be только для самых больших контактов с $d \approx 500$ Å и в максимальном поле 10 Тл и соответственно с $r_B = m^* v_F/eB =$

$= 3000$ Å (при оценке принималось $m^* = 0{,}17m_0$) эти величины сопоставимы. Поэтому магнитоквантовые осцилляции сопротивления металлического микроконтакта в основном являются результатом выполнения условий квантования в берегах вблизи сужения. Осцилляции плотности электронных состояний в берегах приводят к осцилляциям шарвиновской компоненты сопротивления микроконтакта. Этим определяется существенное отличие от осцилляций сопротивления микроконтактов из полуметаллов [5], которые обусловлены квантовыми осцилляциями интеграла столкновений [1] (осцилляции максвелловской компоненты сопротивления) и аналогичны обычному эффекту Шубникова—де Гааза в массивных проводниках.

Парадоксальным является тот факт, что при ориентации магнитного поля параллельно оси контакта влияние примесей вблизи сужения противоположно влиянию примесей в берегах и приводит к *увеличению* амплитуды осцилляций сопротивления контакта [6]. В самом деле, вклад в магнитоквантовые осцилляции вносят области экстремального сечения поверхности Ферми плоскостью $p_z = \text{const}$ (ось z параллельна оси контакта и направлению магнитного поля). В баллистических контактах таким состояниям отвечают малые значения компоненты v_z транспортной скорости носителей. Поскольку сопротивление микроконтакта определяется z-компонентой транспортной скорости электронов, амплитуда осцилляций шарвиновской компоненты сопротивления в этом случае мала. При наличии упругих рассеивателей в области контакта импульсы влетающих туда электронов изотропизуются по направлениям (рис. 1), что приводит к *возрастанию* z-компоненты скорости электронов с экстремального сечения ПФ и соответственно к *возрастанию* амплитуды осцилляций шарвиновской компоненты сопротивления микроконтакта. Наличие упругих рассеивателей в берегах приводит к возрастанию температуры Дингла и, соответственно, к *уменьшению* амплитуды осцилляций.

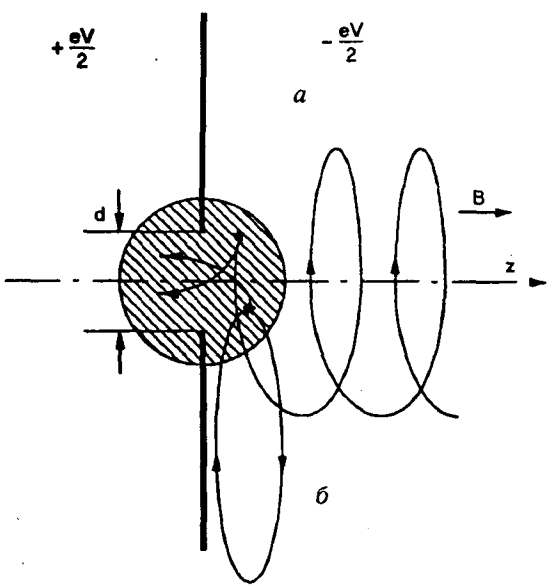

Рис. 1. Рассеяние электронов, движущихся по квантованным орбитам, неравновесными фононами (обозначены звездочками), аккумулируемыми в контакте: малая отрицательная z-компонента (*а*); нулевая v_z-компонента (*б*). После рассеяния у электрона возрастает z-компонента импульса и способность к эффективному вкладу в ток.

Первые эксперименты по исследованию влияния неравновесных фононов на амплитуду осцилляций сопротивления микроконтактов описаны в [5,7]. При обсуждении результатов экспериментов влияние фононов в [5] сводилось к перегреву электронного газа в области контакта, а в [7] предлагается два альтернативных механизма демпинга — повышение температуры Дингла вследствие электрон-фононного рассеяния либо Джоулев нагрев приконтактной области.

В настоящей работе исследовано влияние неравновесных фононов на квантовые магнитные осцилляции в Be и Al. Для одной группы контактов (Al и Be) амплитуда осцилляций сопротивления в магнитном поле возрастает с ростом напряжения и подобна микроконтактному спектру электрон-фононного взаимодействия. Для других микроконтактов (Al) магнитосопротивление демонстрирует уменьшение амплитуды осцилляций с увеличением разности потенциалов на контакте. Как возрастание амплитуды осцилляций, так и ее убывание имеют немонотонную зависимость от энергии.

2. Методика эксперимента и обработка результатов

Микроконтакты образовывались между ребрами двух одинаково ориентированных монокристаллических электродов из Al или Be. Эти металлы были выбраны нами прежде всего из-за наличия в их энергетическом спектре групп электронов с малыми эффективными массами, что позволяет наблюдать осцилляции в относительно слабых магнитных полях. В случае Be ось контакта совпадала с кристаллографической осью c, Al — с осью (110). Магнитное поле всегда было ориентировано параллельно оси контакта. Предварительная подготовка электродов состояла в их химической полировке в смеси кислот для снятия дефектного слоя, образовавшегося при электроэрозионной резке. Для создания Al контактов в одинаковой мере использовался как метод электроформовки [8], так и сдвиговая методика [9]. Для создания Be контактов преимущественно использовался метод электроформовки, который обеспечивает их заметно более высокую механическую стабильность. Корреляций между способом изготовления микроконтакта и видом зависимости амплитуды первой

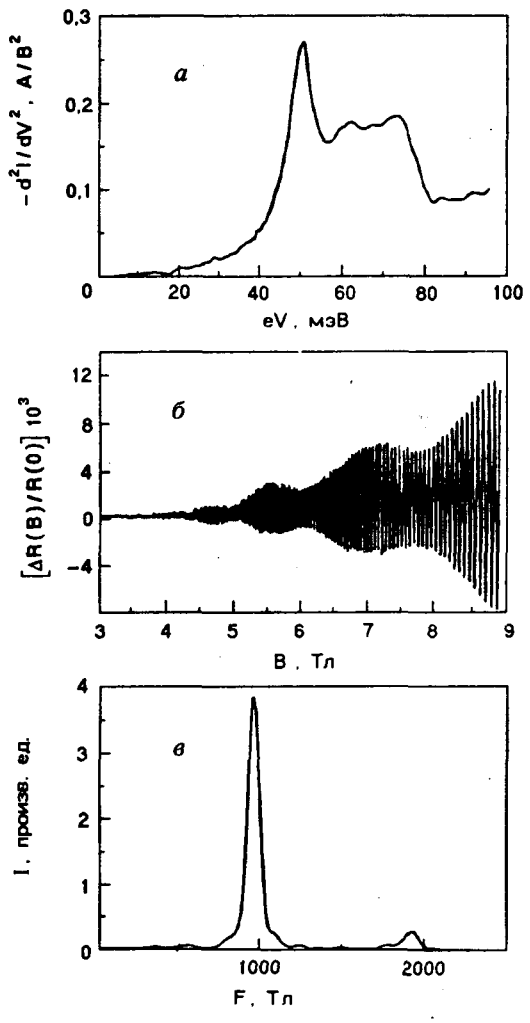

Рис. 2. Микроконтактный спектр Be микроконтакта, R_0 = = 16,24 Ом (*а*); осцилляции сопротивления Be микроконтакта в магнитном поле при нулевом смещении: B ∥ c ∥ z; R_0 = = 16,24 Ом; при $B \sim 9$ Тл $\Delta R/R_0 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ (*б*); фурье-спектр приведенных осцилляций как функция обратного поля $1/B$; I и F — интенсивность и частота осцилляций (*в*).

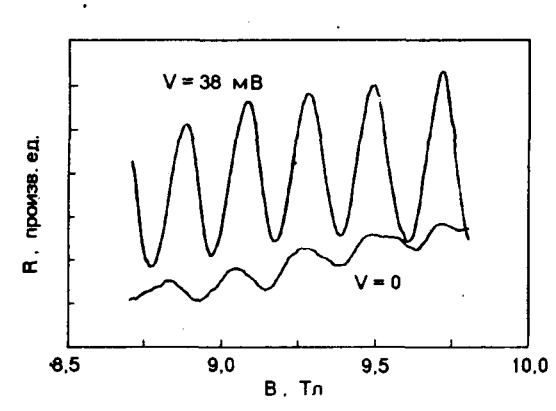

Рис. 3. Фрагменты записи осцилляций магнитосопротивления Al микроконтакта (R_0 = 1,41 Ом) для двух различных смещений.

гармоники $A_1(eV)$ нами не обнаружено. Первые и вторые производные ВАХ снимались по стандартной модуляционной методике. Данные непосредственно регистрировались компьютером. В процессе измерений снимались следующие характеристики: $d^2V/dI^2(V)$; $dV/dI(V)$; $dV/dI(B)\Big|_{V=\text{const}}$. Температура во время измерений составляла 1,3 К. На рис. 2 приведен пример МК спектра Be контакта, осциллирующая компонента магнитосопротивления и ее Фурье-спектр. Микроконтактный спектр $d^2I/dV^2(V)$ (получен из экспериментальных зависимостей $d^2V/dI^2(V)$ и $dV/dI(V)$ расчетным путем) имеет четкую структуру в области 40–80 мэВ, связанную с функцией электрон-фононного взаимодействия $\alpha^2_{pc}(\omega)F(\omega)$. Магнитоквантовые осцилляции сопротивления с основной частотой 985 Тл соответствуют третьей электронной зоне (сигара) и известны из экспериментов по изучению эффекта де Гааза–ван Альфена [10]. В фурье-спектре присутствует также вторая гармоника. Для определения зависимости амплитуды осцилляций магнито-

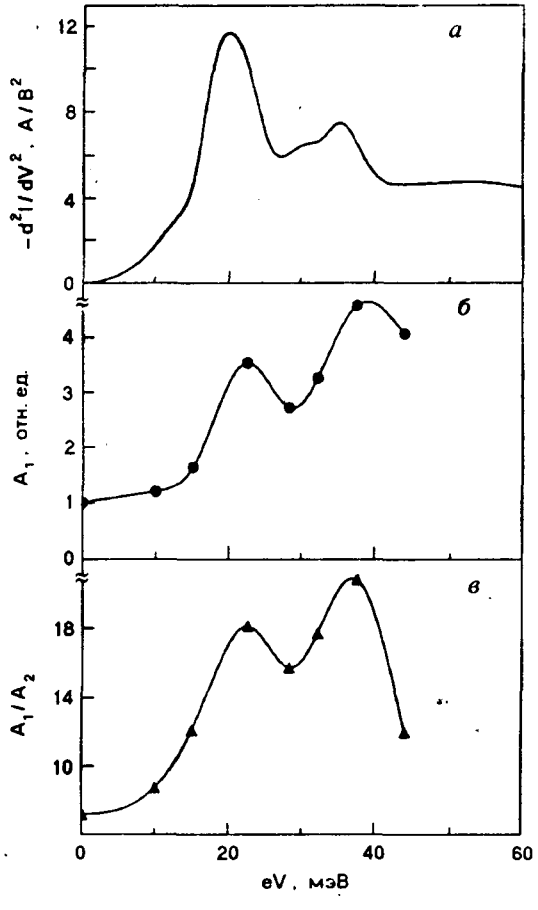

Рис. 4. Микроконтактный спектр Al микроконтакта, R_0 = 1,41 Ом (*а*); относительное изменение амплитуды первой гармоники осцилляций сопротивления микроконтакта в магнитном поле в зависимости от приложенного смещения: $V = 0$, B = 9,5 Тл, $\Delta R/R_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ (*б*); зависимость отношения амплитуд первой и второй гармоник от eV (*в*).

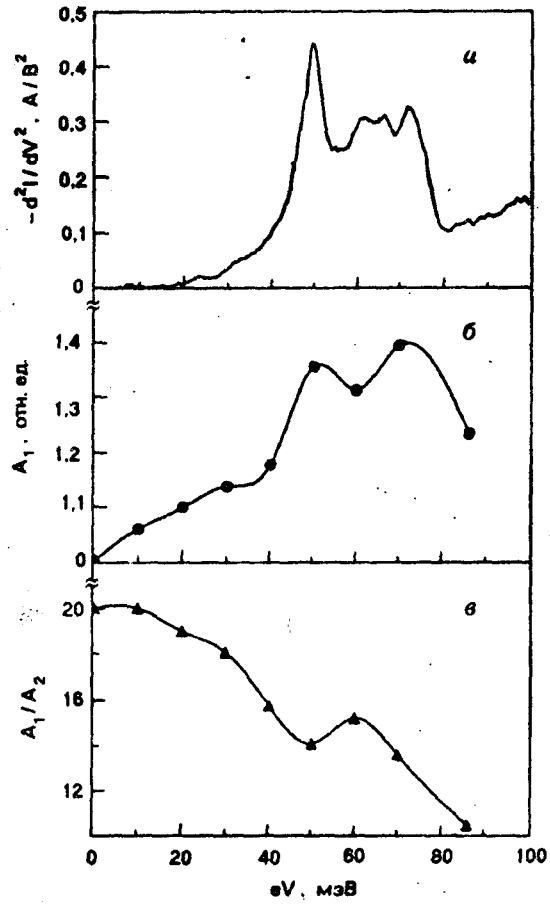

Рис. 5. Микроконтактный спектр Be микроконтакта, $R_0 = 8{,}66$ Ом (*а*); относительное изменение амплитуды первой гармоники осцилляций сопротивления микроконтакта в магнитном поле в зависимости от приложенного смещения: $V = 0$, $B = 9{,}5$ Тл, $\Delta R/R_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ (*б*); зависимость отношения амплитуд первой и второй гармоник от eV (*в*).

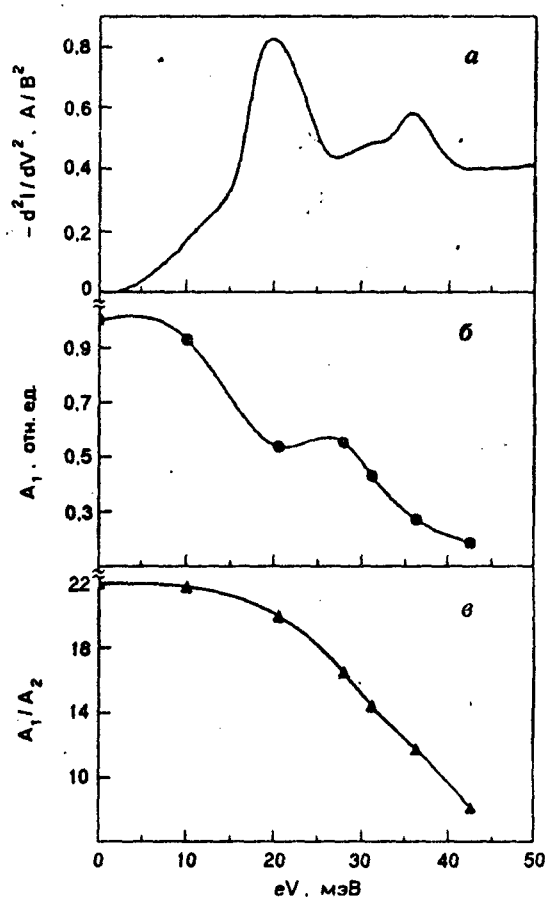

Рис. 6. Микроконтактный спектр Al микроконтакта, $R_0 = 8{,}73$ Ом (*а*); относительное изменение амплитуды первой гармоники осцилляций сопротивления микроконтакта магнитном поле в зависимости от приложенного смещения: $V = 0$ и $B = 9{,}5$ Тл, $\Delta R/R_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ (*б*); зависимость отношения амплитуд первой и второй гармоник от eV (*в*).

сопротивления МК от смещения записывались осцилляции $R_d(B) = dV/dI(B)$ при фиксированном смещении на контакте в одном и том же интервале магнитных полей (как правило 8,5–10 Тл). На рис. 3 приведены фрагменты записи для двух различных смещений, приложенных к Al–Al микроконтакту. Для Al контактов исследуемые осцилляции соответствуют γ-карману третьей зоны с частотой 290 Тл [11]. При этом для каждого смещения делались две записи: при увеличении и при уменьшении магнитного поля. После записи кривых для всего набора V делалась контрольная запись при $V = 0$ и сравнивалась с исходной (контроль неизменности контакта в процессе измерений). Были исследованы контакты с различным сопротивлением (от 0,6 до 20 Ом), уровнем фона (от 30 до 85%) и различной степенью размытия фононных особенностей в спектре. Полный набор характеристик был получен для пяти контактов из Al и пяти контактов из Be. При обработке результатов измерений вначале с помощью фурье-анализа определялись амплитуды осцилляций в фиксированном интервале магнитных полей для всего набора кривых. Поскольку характеристики $dV/dI(B)$ ($V = \text{const}$) снимались при постоянном значении модулирующего тока, а при увеличении смещения на контакте растет его дифференциальное сопротивление (увеличение до 10% в области дебаевских энергий), полученные результаты приводились к фиксированному модулирующему напряжению и нормировались на значение, полученное при нулевом смещении на контакте. На рис. 4–6 приведены типичные результаты таких расчетов. Для одной группы микроконтактов амплитуда осцилляций A_1 магнитосопротивления возрастает с ростом eV, и их энергетическая зависимость подобна микроконтактному спектру ЭФВ (рис. 4, 5). Для другой группы (МК из Al) имеет место немонотонное уменьшение амплитуды как функции напряжения (рис. 6). В нижеследующем обсужде-

нии попытаемся представить возможные причины таких зависимостей.

3. Обсуждение результатов эксперимента

При релаксации инжектированных из контакта электронов посредством спонтанных процессов эмиссии генерируются фононы. Результирующее неравновесное распределение фононов зависит от напряжения, приложенного к контакту. Аналогично влиянию упруго рассеивающих примесей рассеяние электронов на неравновесных фононах по-разному влияет на амплитуду квантовых осцилляций магнитосопротивления микроконтакта в зависимости от места рассеяния. Процессы рассеяния, происходящие в области сужения, приводят к возрастанию амплитуды, тогда как рассеяние в берегах уменьшает ее результирующее значение. Обсудим зависимость распределения фононов по энергиям и координатам от параметров контакта и влияние этого распределения на магнитоквантовые осцилляции.

Наряду с дефектами, слабо влияющими на упругую длину пробега фононов, но сильно рассеивающих электроны, контакты прижимного типа, как правило, содержат большое число линейных дефектов. Эти дефекты мало влияют на импульсную длину пробега электронов l_i, но существенно сокращают упругую длину пробега неравновесных фононов l_i^{ph}, генерируемых электронным потоком через отверстие [12]. Если $l_i^{ph} < d$, то дополнительное рассеяние электронов на этих неравновесных фононах, накапливаемых в контакте, приводит к возникновению фона (не зависящему от энергии значению второй производной ВАХ $d^2I/dV^2(eV)$ при $eV > \hbar\omega_D$), по порядку величины сравнимого со спектральной частью. При этом в контакте устанавливается неравновесное распределение фононов с эффективной температурой, зависящей от координат и коэффициента реабсорбции фононов. Это распределение отличается от планковского наличием резкого края при $\hbar\omega = eV$ [12]. Неравновесная функция распределения фононов в этом случае определяется выражением

$$N_\omega(\mathbf{r}) = \frac{eV - \hbar\omega}{2\hbar\omega}\,\Theta(eV - \hbar\omega)q_\omega(\mathbf{r}) \ , \qquad (5)$$

где

$$q_\omega(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\Lambda_\omega^2}\int d\mathbf{r}\,\frac{\exp(-R/\Lambda_\omega)}{R}\,q(\mathbf{r}') \ ; \qquad (6)$$

$$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \ ;$$

$$q(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\left[1 - \left(1 - \frac{\Omega(\mathbf{r})}{2\pi}\right)^2\right] ;$$

$$\Lambda_\omega = (l_i^{ph} l_\varepsilon^{ph}/3)^{1/2}(\omega_D/\omega)^{1/2} \ .$$

Здесь $\Theta(x)$ — тэта-фнкция Хевисайда; l_ε^{ph} — неупругая длина свободного пробега фононов, которая для дебаевских энергий по порядку величины совпадает с неупругой длиной пробега электронов и имеет ту же зависимость от энергии; $\Omega(\mathbf{r})$ — телесный угол, под которым видно отверстие из точки $\mathbf{r}$; Λ_ω — диффузионная длина релаксации, на которой неравновесный фонон теряет свою энергию.

Таким образом, при неизменном l_i^{ph} с ростом энергии фононов сокращается их диффузионная длина релаксации Λ_ω. На рис. 7 приведено семейство кривых, рассчитанных по формуле (6) и демонстрирующих распределение фононов вдоль оси z (в единицах диаметра контакта) в зависимости от параметра Λ_ω. Можно видеть, что высокоэнергетичные фононы, имеющие наименьшее отношение Λ_ω/d, аккумулируются вблизи отверстия и сильно перепоглощаются электронами, в то время как в берегах доминируют низкочастотные фононы (с большим отношением Λ_ω/d).

Все исследованные контакты находятся в спектральном режиме протекания тока, т.е. для них выполняется условие $d \ll \Lambda_\varepsilon$, где $\Lambda_\varepsilon = (l_i l_\varepsilon/3)^{1/2}$ — диффузионная длина энергетической релаксации электронов (по нашим оценкам при дебаевских энергиях $l_{\varepsilon D}^{Al} \sim 3\,000$ Å; $l_{\varepsilon D}^{Be} \sim 1\,500$ Å; $l_{\varepsilon D} = v_F \tau_{\varepsilon D}$;

$$\tau_{\varepsilon D}^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar}\int_0^{\omega_D} g(\omega)\,d\omega$$

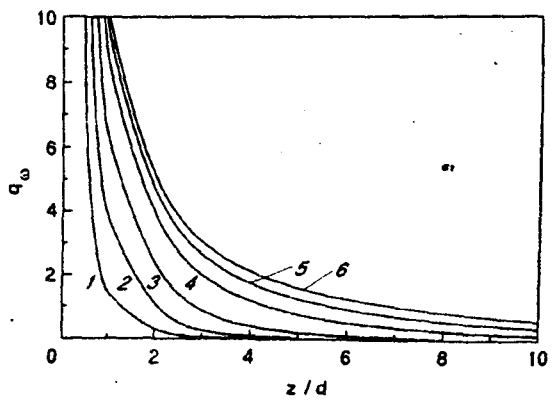

Рис. 7. Распределение неравновесных фононов вдоль оси z в единицах диаметра контакта в зависимости от их диффузионной длины пробега Λ_ω/d, рассчитанное по формуле (6): Λ_ω/d = 0,5 (*1*); 1 (*2*); 2 (*3*); 5 (*4*); 10 (*5*); 1000 (*6*). Все кривые при $z = 0$ нормированы на 1.

[13]). Поэтому бóльшая часть электронов теряет свою избыточную энергию не в контакте, а в берегах. Другими словами, основным источником, поставляющим неравновесные фононы в берега, являются «горячие» электроны, инжектируемые из контакта. Именно эти фононы с хаотически ориентированными импульсами, рассеивают электроны (в том числе и электроны с экстремальных сечений ферми-поверхности) в берегах. Доля фононов, приходящих в берега из приконтактной области, незначительна (см. рис. 7).

Таким образом, мы имеем полную аналогию с примесями: рассеяние электронов на фононах в контакте приводит к изотропизации импульсов электронов. При этом возрастает z-компонента скорости электронов с экстремальных сечений поверхности Ферми, что приводит к росту амплитуды осцилляций сопротивления контакта в магнитном поле. В то же время рассеяние электронов на фононах, рожденных горячими электронами в берегах, приводит к уменьшению амплитуды квантовых осцилляций плотности состояний. Результирующая зависимость амплитуды осцилляций сопротивления микроконтакта от eV будет определяться балансом между этими двумя процессами.

Амплитуда квантовых осцилляций плотности состояний в берегах нелинейно зависит от концентрации рассеивателей (см. (3)), при больших значениях $\omega_c\tau$ стремится к насыщению, а при малых экспоненциально быстро затухает. Поэтому, если концентрация статических дефектов, рассеивающих электроны в берегах, будет низкой, то небольшое приращение актов рассеяния электронов на неравновесных фононах, генерируемых «горячими» электронами, незначительно уменьшит амплитуду квантовых осцилляций. Если же концентрация статических дефектов в берегах достаточно велика, то такое же приращение актов рассеяния электронов на неравновесных фононах может радикально уменьшить амплитуду осцилляций в берегах. С увеличением размера контакта растет время пребывания неравновесных фононов вблизи сужения, вследствие чего повышается эффективность изотропизации квантованных электронов по направлениям за счет фонон-электронных столкновений.

Таким образом, можно ожидать, что для низкоомных контактов с чистыми берегами мы будем наблюдать возрастание амплитуды осцилляций со смещением. Очевидно, что максимальное возрастание должно наблюдаться для баллистических по отношению к электронам и диффузионных для фононов контактов, поскольку в них отсутствует фоновое возрастание амплитуды, обусловленное рассеянием электронов на примесях, и за счет меньшей упругой длины пробега неравновесных фононов достигается их более высокая концентрация. Напротив, в контактах большего сопротивления и баллистических для фононов неравновесные фононы быстро покидают область контакта. Если при этом чистота берегов вблизи контакта не очень велика, то будет наблюдаться уменьшение амплитуды осцилляций сопротивления контактов с ростом eV, обусловленное влиянием фактора Дингла в берегах.

Эти рассуждения подтверждаются экспериментом. Для Al высокоомных контактов (рис. 6) с относительно невысокой чистотой берегов вблизи сужения (что видно из большой величины отношения амплитуд гармоник A_1/A_2 при $V = 0$, см. ниже формулу (8)) всегда наблюдается уменьшение амплитуды осцилляций сопротивления с ростом смещения на контакте. В случае же низкоомных Al контактов с экстремально чистыми берегами (аномально малая величина отношения A_1/A_2 при $V = 0$, рис. 4) наблюдается зависимость амплитуды осцилляций от eV, подобная микроконтактному спектру. Для данного контакта были получены зависимости $R_d(H)$ во всем диапазоне магнитных полей (0–10 Тл) для смещений 0, 20 и 44 мВ. При этом, хотя осцилляции для всех трех смещений начинались приблизительно при одних и тех же значениях магнитного поля, более быстрое (в несколько раз) возрастание амплитуды осцилляций с увеличением смещения на контакте наблюдалось именно в высоких магнитных полях (т. е. для больших значений $\omega_c\tau$). Значительное (более чем в четыре раза) возрастание A_1 в высоких полях и при больших смещениях и ее аномально низкое значение (почти на порядок меньше по сравнению с типичным) при $V = 0$ также свидетельствует в пользу малой концентрации примесей и статических дефектов, рассеивающих электроны, непосредственно в самом контакте. Для контактов из Be вне зависимости от их сопротивления при увеличении смещения мы наблюдали рост амплитуды осцилляций R_d (рис. 5). Возможно это связано с экстремально высокой жесткостью кристаллической решетки Be, в силу чего деформации, возникающие при создании контакта, не распространяются в глубь материала, а концентрируются вблизи поверхности, образуя эффективные отражатели, возвращающие фононы в контакт. Важна также более высокая исходная чистота монокристаллов Be, используемых для создания контактов.

Отметим, что данная модель может объяснить не только монотонную часть изменения амплитуды осцилляций со смещением, но и ее подобие спектру ЭФВ. Как уже отмечалось, при $eV \leq \omega_D$ вследствие малой вероятности многофононных процессов энергия излученных фононов, как правило, совпадает с избыточной энергией электронов. Групповая скорость фононов, генерируемых элек-

тронным потоком, зависит от их энергии и минимальна для частот, при которых $\partial\omega/\partial q \sim 0$, т.е. вблизи максимумов плотности фононных состояний. Поскольку Λ_ω зависит от скорости ухода фононов из контакта, при соответствующих энергиях мы будем наблюдать резкое возрастание коэффициента реабсорбции фононов и соответственно рост амплитуды осцилляций сопротивления микроконтакта. Так как в генерации фононов могут принимать участие все электроны, лежащие в слое eV, при заданном смещении будет генерироваться весь спектр фононов с энергиями от 0 до eV. Таким образом, можно было бы ожидать, что зависимость амплитуды осцилляций от eV была бы монотонной, подобно первой производной ВАХ $dV/dI(eV)$, что не соответствует эксперименту. Однако в этом рассуждении не учтена роль фонон-фононных столкновений.

Длина пробега фононов, определяемая фонон-фононными столкновениями l_{ph}^{ph}, зависит от энергии фононов и их концентрации, которая, в свою очередь, определяется как скоростью их генерации (т.е. зависит от eV), так и скоростью их ухода из контакта. Последняя зависит от групповой скорости генерируемых фононов, размеров контакта и длин пробега фононов Λ_ω и l_{ph}^{ph} [14]. Таким образом, при смещениях, больших или порядка характерных фононных энергий, как вследствие ступенчатого убывания диффузионной длины энергетической релаксации фононов Λ_ω (подобно электронной энергетической длине релаксации Λ_ε), так и вследствие резкого уменьшения их групповой скорости, происходит существенное возрастание частоты фонон-фононных столкновений. При таких столкновениях происходит термализация фононов. Это может иметь три следствия:

1. Существенное изменение направления импульса электрона возможно только при его столкновении с высокоэнергетичным фононом. Поэтому термализованные фононы менее эффективны для существенного увеличения z-компоненты скорости квантованных электронов, влетающих в контакт.

2. В результате фонон-фононных столкновений будет уменьшаться количество высокочастотных фононов с малыми групповыми скоростями, наиболее эффективно рассеивающих электроны, а вновь образующиеся фононы будут быстрее покидать область контакта.

3. Увеличение общего количества фононов в берегах при их термализации приводит к более сильному подавлению там осцилляций, поскольку для ухода квантованных электронов с экстремальных орбит эффективны столкновения с фононами любых энергий.

Таким образом, можно ожидать, что при смещениях, больших или порядка характерных фононных энергий, рост $A_1(eV)$ будет замедляться и мы можем иметь даже спадающий участок.

Другой вероятной причиной, вносящей вклад в немонотонность $A_1(eV)$, может являться перенормировка эффективных масс энергизованных электронов [15]. В [15] было предсказано, что в непосредственной близости от контакта параметр ЭФВ λ, отвечающий за перенормировку эффективной массы $m^* = m(1 + \lambda)$, отличается от своего равновесного значения λ_0. Это отличие обусловлено наличием неравновесной функции распределения электронов в микроконтакте при $eV = 0$. Для баллистического контакта λ будет зависеть от приложенного напряжения. В центре контакта для эйнштейновской модели спектра распределения фононов с энергией $h\nu_0$ имеем [15]

$$\lambda(eV) = \frac{\lambda_0}{2}\left[1 + \frac{(h\nu_0)^2}{(h\nu_0)^2 - (eV)^2}\right]. \qquad (7)$$

Ожидаемое поведение $\lambda(eV)$ схематически показано на рис. 8. Видно, что для случая высоких напряжений на контакте перенормирующий фактор уменьшается в два раза, так как только половина поверхности Ферми принимает участие в перенормировке массы в случае неравновесной функции распределения электронов в микроконтакте (см. вставку на рис. 8). При $eV = h\nu_0$ в перенормировке массы возникает резонанс. На этом же рисунке штриховой кривой показан предполагаемый вид $\lambda(eV)$ для случая размытой фононной линии (полосы) вблизи $h\nu$. Из теории [15] можно сделать вывод, что немонотонная энергетическая зависи-

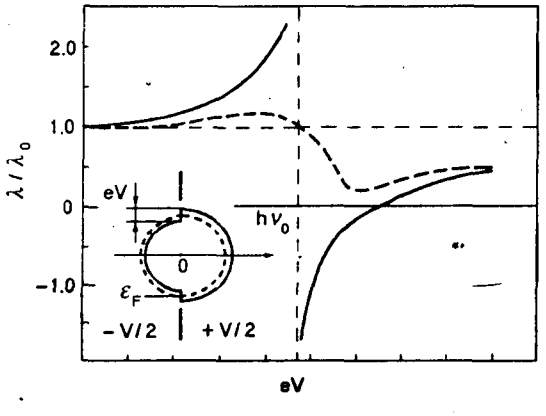

Рис. 8. Схематическое представление теоретически предсказанного [15] поведения параметра ЭФВ λ вблизи отверстия в зависимости от приложенного напряжения. Сплошная и штриховая линии относятся соответственно к бесконечно узкой фононной линии и к фононной полосе конечной ширины с характеристической энергией $eV = h\nu_0$. На вставке показана функция распределения электронов в центре отверстия для баллистического микроконтакта.

мость эффективной массы электрона при характерных частотах фононов определяется неравновесной функцией распределения электронов в МК при конечных смещениях.

Энергетическая зависимость перенормированной эффективной массы в баллистическом микроконтакте могла бы вызвать наблюдаемую немонотонную зависимость амплитуды магнитоквантовых осцилляций от приложенного напряжения. Из рис. 8 видно, что за характерную фононную энергию должна быть принята энергия, соответствующая точке перегиба на участке с отрицательным наклоном кривой $A_1(eV)$. Хотя точное положение максимума на зависимости амплитуды осцилляций от напряжения изменяется от контакта к контакту, значение напряжения, соответствующее точкам перегиба обычно больше, чем напряжения, при которых локализованы фононные максимумы в МК спектре ЭФВ. В связи с отмеченным расхождением между экспериментом и теорией отметим, что теория [15] была развита для случая нулевого магнитного поля. Было бы интересно включить энергетическую зависимость эффективной массы в теорию, объясняющую наблюдение магнитоквантовых осцилляций в баллистических микроконтактах. Баллистический электронный транспорт в точечном контакте дает возможность изучать энергетическую зависимость $m^*(eV)$ в отсутствие теплового разогрева.

Рассмотрим теперь зависимость отношения амплитуд гармоник A_1/A_2 от смещения, приложенного к контакту. Отношение амплитуд первой и второй гармоник при фиксированной температуре в заданном интервале магнитных полей определяется упругой длиной свободного пробега электронов $l_i = v_F \tau$ именно в той области металла, где имеет место квантование плотности электронных состояний, т.е. в прилегающих к контакту берегах. Из формул (2), (3) следует:

$$A_1 / A_2 = C \operatorname{ch}\left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}\right) \exp\left(\frac{\pi}{\omega_c \tau}\right) . \quad (8)$$

Константа C имеет смысл отношения амплитуд гармоник при $T = 0$ в отсутствие рассеивателей. Таким образом, при сокращении длины пробега электронов в области существования осцилляций отношение A_1 / A_2 увеличивается. В силу геометрии опытов (магнитное поле ориентировано параллельно оси контакта, электроны, число которых осциллирует, имеют малую z-компоненту скорости) при $V = 0$ в отношении гармоник содержится информация о длине пробега электронов в периферийных, не слишком удаленных от центра областях контакта, — там, где длина пробега уже достаточно велика для возникновения осцилляций. Мы полагаем, что существует два основных механизма, обуславливающих вид зависимости отношения гармоник A_1 / A_2 от смещения, приложенного к контакту:

1) уменьшение (квази)упругой длины пробега электронов в той области пространства, откуда поступала информация об осцилляциях при $V = 0$ вследствие дополнительного рассеяния на неравновесных фононах;

2) перераспределение относительного вклада в информацию о длинах пробега электронов от областей пространства с различной концентрацией примесей.

Конечно, возможно сосуществование обоих механизмов. Очевидно, что первый механизм может приводить только к увеличению относительной интенсивности первой гармоники (см. (8)). Второй механизм может приводить к противоположному эффекту. Действительно, как уже отмечалось, амплитуда осцилляций нелинейно зависит от концентрации примесей (см. (3)). Предположим, что возле контакта сосуществуют области с малой и относительно высокой концентрациями примесей. В токовом состоянии и те, и другие области будут облучаться фононами, рожденными в берегах. Для чистых областей такое рассеяние лишь незначительно уменьшит амплитуду осцилляций плотности состояний, тогда как в грязных областях дополнительное рассеяние может существенно подавить осцилляции. Таким образом, с ростом eV будет возрастать относительный вклад в осцилляции сопротивления от более чистых областей пространства и, как следствие, уменьшится отношение A_1 / A_2. Следовательно, по виду зависимости A_1 / A_2 от eV можно судить о распределении примесей вблизи контакта в области существования осцилляций. Если в области существования осцилляций концентрация примесей всюду одинаково мала, то вид зависимости A_1 / A_2 от eV будет в целом подобен спектру ЭФВ (рис. 4). Если же примеси распределены неравномерно и их концентрация в области существования осцилляций убывает по мере удаления от центра контакта либо на одном и том же расстоянии на периферии контакта существуют области с малой концентрацией примесей и почти полностью свободные от них, то будет наблюдаться уменьшение отношения A_1 / A_2 с ростом eV (рис. 5, б).

Заключение

В настоящей работе проведено исследование амплитуды квантовых осцилляций сопротивления микроконтактов из Al и Be в магнитном поле, ориентированном параллельно оси контакта как функции разности потенциалов, приложенной к контакту. При этом впервые обнаружено, что в ряде случаев эта зависимость имеет возрастающий не-

монотонный характер и по форме подобна микроконтактному спектру элктрон-фононного взаимодействия. Такой эффект наблюдался для микроконтактов из Be и для низкоомных микроконтактов из Al. Возможной причиной возрастания амплитуды осцилляций с напряжением может быть дополнительное рассеяние *в контакте* магнитоквантованных электронов фононами, генерируемыми ускоренными электронами. Эти процессы рассеяния электронов неравновесными фононами увеличивают вклад в транспорт через контакт носителей заряда для электронов с экстремальных сечений поверхности Ферми. Поэтому, в отличие от обычного подавления магнитоквантовых осцилляций при рассеянии на примесях в массивном металле, осцилляции возрастают с ростом рассеяния при увеличении приложенного напряжения. Если же рассеяние на неравновесных фононах распространяется *в берега* контакта, то наблюдается хорошо известное уменьшение амплитуды осцилляций (для высокоомных Al контактов). Немонотонная eV-зависимость амплитуды осцилляций A_1 (т.е. наличие пика вблизи максимума плотности фононных состояний), возможно, связана с перераспределением фононов по энергиям в результате фонон-фононных столкновений, а также с возможной энергетической зависимостью перенормированной электронной массы в непосредственной окрестности контакта.

По виду зависимости отношения гармоник амплитуд осцилляции A_1/A_2 от eV можно судить о распределении примесей в области квантования. Если во всей приконтактной области концентрация примесей одинакова, то наблюдается увеличение относительной интенсивности первой гармоники с ростом eV. Если же концентрация примесей убывает по мере удаления от центра контакта, то имеет место противоположный эффект.

В заключение мы хотели бы выразить искреннюю благодарность А. Н. Омельянчуку, Э. Н. Богачеку, А. А. Звягину и А. В. Данковскому за стимулирующие дискуссии в процессе работы над данной статьей.

Данная работа частично финансировалась из государственного фонда фундаментальных исследований при Государственном комитете Украины по вопросам науки и технологий по теме 2.3/608 «Контакт-2».

1. D. Shoenberg, *F. R. S. Magnetic oscillations in metals*, Cambridge University Press, Cambridge (1984) [Д. Шенберг, *Магнитные осцилляции в металлах*, Мир, Москва (1986)].
2. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, Р. И. Шехтер, *ФНТ* 3, 1543 (1977) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 3, 740 (1977)].
3. I. O. Kulik, R. I. Shekhter, and A. N. Omelyanchouk, *Solid State Commun.* 23, 301 (1977).
4. G. Wexler, *Proc. Phys. Soc.* 89, 927 (1966).
5. Н. Н. Грибов, О. И. Шкляревский, Е. И. Асс, В. В. Андриевский, *ФНТ* 13, 642 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 13, 363 (1987)].
6. Э. М. Богачек, Р. И. Шехтер, *ФНТ* 14, 810 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 14, 445 (1988)].
7. H. M. Swartjes, A. P. van Gelder, A. G. M. Jansen, and P. Wyder, *Phys. Rev.* B39, 3086 (1989).
8. Н. Л. Бобров, Л. Ф. Рыбальченко, В. В. Фисун, И. К. Янсон, *ФНТ* 13, 611 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 13, 344 (1987)].
9. П. Н. Чубов, А. И. Акименко, И. К. Янсон, *ФНТ* 8, 64 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 8, 32 (1982)].
10. J. H. Tripp, P. M. Everett, W. L. Gordon, and R. W. Stark, *Phys. Rev.* 180, 669 (1967).
11. C. O. Larson and W. L. Gordon, *Phys. Rev.* 156, 703 (1967).
12. И. О. Кулик, *ФНТ* 11, 950 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 11, 516 (1985)].
13. A. M. Duif, A. G. M. Jansen, and P. Wyder, *J. Phys.: Condens. Matter.* 1, 3157 (1989)
14. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, И. К. Янсон, *ФНТ* 6, 263 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 6, 129 (1982)].
15. А. Н. Омельянчук, *ФНТ* 11, 543 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* 11, 298 (1985)].

Bias voltage dependence of magnetoquantum oscillation amplitude of resistivity in metal point contacts

N. L. Bobrov, J. Kokkedee, N. N. Gribov, I. K. Yanson, A. G. M. Jansen, and P. Wyder

Al and Be point contacts are measured to study magnetoquantum oscillations in resistance as a function of potential difference applied across the contact. For one group of the contacts the amplitude of resistance oscillations in magnetic field increases with voltage and is similar to the point-contact spectrum of electron-phonon interaction. For other point contacts the magnetoresistance shows a decrease in the oscillation amplitude with increasing bias across the contact. Both the increase and the decrease in the oscillation amplitude depend nonmonotononsly on energy. It has been suggested that the above effects are due to electron scattering by nonequilibrium phonons or Fermi-liquid effects in nonequilibrium electron systems.