Физика низких температур, 1995, т. 21, № 10, с. 1040–1048 УДК 538. 9

Влияние физической адсорбции гелия на туннельные характеристики механически контролируемых изломных контактов

О. И. Шкляревский

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

Р. Дж. П. Кейзерс , Ю. Фоетс , Г. ван Кемпен

Research Institute for Materials, University of Nijmegen Toernooiveld 1, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands

Статья поступила в редакцию 18 мая 1995 г.

При низкотемпературных измерениях обнаружено сильное отклонение от экспоненциальной зависимости туннельного тока I_T от расстояния между электродами s механически контролируемых изломных контактов в газообразном ^{3}He, ^{4}He или жидком ^{4}He для различных материалов (Ag, Al, Au, Pb, Pt, PtIr). Причиной наблюдаемого поведения $I_T(s)$ является понижение локальной плотности электронных состояний в металле при физической адсорбции гелия в результате поляризации электронов от уровня Ферми 1s-орбиталью He, приводящей к замедлению роста туннельного тока при сближении свободного от адсорбата «острия» с «образцом». Дальнейшее уменьшение s сопровождается вытеснением гелия из пространства между электродами и резким возрастанием I_T в результате быстрого восстановления плотности электронных состояний. При понижении температуры до 1,2 K в ^{4}He наблюдались двухуровневые флуктуации туннельного сопротивления, обусловленные спонтанным переходом атома гелия между электродами, а также новый тип флуктуаций, связанный с поверхностной диффузией атомов гелия. Оба эффекта отсутствуют как в нормальной фазе ^{4}He, так и в ^{3}He. Обсуждаются возможные причины резкого увеличения подвижности атомов физически адсорбированного гелия с уменьшением температуры.

При низькотемпературних вимірюваннях виявлено сильне відхилення від експоненціальної залежності тунельного струму I_T від відстані поміж електродами s в механічно контролюємих зламних контактах в газоподібному ^{3}He, ^{4}He або рідкому ^{4}He для різних матеріалів (Ag, Al, Au, Pb, Pt, PtIr). Причиною спостереженої поведінки $I_T(s)$ є зниження локальної густини електронних станів в металі при фізичній адсорбції гелія внаслідок поляризації електронів від рівня Фермі 1s-орбіталлю He, що приводить до сповільнення росту тунельного струму при наближенні вільного від адсорбата «вістря» із «зразком». Подальше зменшення s супроводжується витісненням гелію із простору поміж електродами і різким зростанням I_T внаслідок швидкого відновлення густини електронних станів. При зниженні температури до 1,2 K в ^{4}He спостережено двохрівневі флуктуації тунельного опору, обумовлені спонтанним переходом атома гелію поміж електродами, а також новий тип флуктуацій, пов'язаний з поверхневою дифузією атомів гелію. Обидва ефекти відсутні як в нормальній фазі ^{4}He, так і в ^{3}He. Обмірковуються можливі причини різкого збільшення рухливості атомів фізично адсорбованого гелію із зменшенням температури.

Колебательные спектры органических молекул и некоторых газов, при низких температурах физически адсорбированных в виде монослоя на поверхности свеженапыленных и окисленых *in situ* металлических пленок, впервые были исследованы с помощью неупругого туннелирования электронов в планарных контактах металл–изолятор–металл одним из авторов данной работы около двадцати лет тому назад [1,2].

Метод сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) не позволяет в настоящее время исследовать колебательные спектры адсобированных молекул вследствие недостаточной стабильности контакта (неупругие процессы приводят к изменению туннельного тока всего лишь порядка 0,01 %). В то же время этот метод с успехом используется для получения изображений отдельных адсорбированных молекул и атомов. Согласно развитой Лангом [3,4] теории, наблюдение адсорбированного на поверхности металла атома возможно лишь в том случае, если он изменяет локальную плотность электронных состояний, что определяется, в свою очередь, его электронной конфигурацией. На первый взгляд, это исключает наблюдение атомов благородных газов, имеющих замкнутые валентные оболочки. Однако, как было показано в [5,6] и подтверждено многочисленными экспериментами (см., например, [7]), практически незаполненный 6s-уровень атома ксенона перекрывается с уровнем Ферми ряда металлов, что позволяет по-

© О. И. Шкляревский, Р. Дж. П. Кейзерс , Ю. Фоетс , Г. ван Кемпен, 1995

лучить изображение Xe. Аналогичные расчеты дают удивительный результат для адсорбированных атомов гелия: влияние заполненной 1*s*-оболочки, расположенной намного ниже уровня Ферми, сводится к поляризации электронов в металле таким образом, что локальная плотность электронных состояний на уровне Ферми незначительно уменьшается. Это означает, что «изображением» адсорбированного атома He должно быть небольшое углубление (~ 0,2–0,3Å) на поверхности металла. Однако, несмотря на то что гелий весьма часто используется в качестве обменного газа в низкотемпературных СТМ, нам неизвестны какие-либо сообщения о наблюдении адсорбированных атомов He или же их влияния на результаты измерений, т.е. He молчаливо предполагался «невидимым». Как будет показано ниже, адсорбция гелия на поверхности металла приводит к целому ряду не исследовавшихся ранее явлений в туннельном эффекте, которые могут быть источником заметных ошибок при обработке получаемых в таких экспериментах данных. В частности, зависимость туннельного тока от расстояния между электродами контакта может существенно отличаться от экспоненциальной.

Методика эксперимента

Методика создания механически контролируемых изломных контактов (МКИК) достаточно подробно описана в [8,9]. Исходный образец обычно представляет собой тонкую (50–100 мкм) металлическую проволоку, приклеенную с помощью двух капель эпоксидной композиции к упругой подложке (пружинная сталь, фосфорная или бериллиевая бронза, покрытые тонким слоем диэлектрика) и надрезанную на глубину до 90 % от диаметра в центре промежутка между точками приклеивания. При изгибе подложки, осуществляемом, как правило, в высоком вакууме при 4,2 K с помощью специального устройства (рис. 1), происходит разрыв образца. Расстояние между образовавшимися электродами или же сопротивление микроконтакта, получаемого при их сведении, определяется степенью изгиба подложки. Поскольку измерения в туннельном режиме предполагают помимо исключительно высокой стабильности контакта еще и возможность плавно изменять расстояние между электродами, в конструкцию использовавшегося нами ранее для исследовании микроконтактов устройства [9] был внесен ряд изменений. В частности, добавлен пьезодрайвер (рис. 1, *2*), состоящий из четырех колец пьезокерамики толщиной 1 мм, что обеспечивает вертикальное перемещение на 2 500–3 000 Å (при 4,2 K) при изменении напряжения V_{piezo} на каждом из пьезоэлементов от −300 до +300 В, соответствующее, в зависимости от степени изгиба подложки, изменению расстояния между электродами от 10 до 30 Å. В области давлений обменного газа ниже 1 торр напряжение на пьезодрайвере необходимо было ограничить до 150–200 В во избежание возникновения тлеющего разряда. Расположенные коаксиально с пьезодрайвером винт грубой регулировки и дифференциальный винт *3* использовались для излома образца и предварительной установки электродов с точностью в пределах 5 Å. Применение возвратной пружины *4* значительно повысило стабильность контакта за счет увеличения общей жесткости системы.

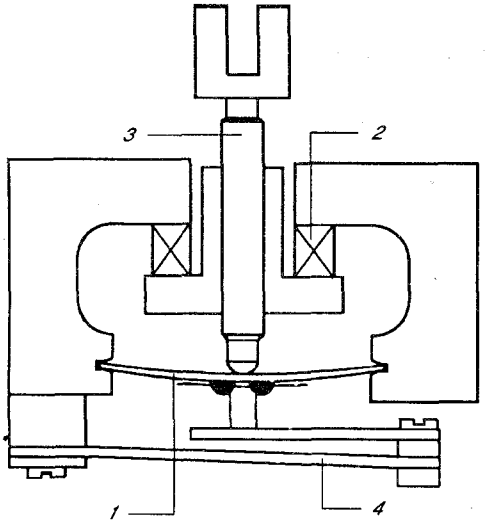

Рис. 1. Устройство для создания механически контролируемых изломных контактов: *1* — упругая подложка с приклеенным образцом; *2* — пьезодрайвер; *3* — винты грубой и точной регулировки; *4* — возвратная пружина.

Измерения обычно проводились в вакуумной ячейке, предварительно откачанной при комнатной температуре до 10^{-6} торр с промежуточной «промывкой» ее в чистом газообразном азоте для более эффективного удаления водорода и гелия. Согласно сделанным оценкам, остаточное давление в ячейке после охлаждения ее до 4,2 K не превышает 10^{-12}– 10^{-14} торр. Неизменность туннельных характеристик в течение нескольких суток подтверждает тот факт, что поверхность электродов длительное время остается атомарно чистой. В качестве обменного газа использовались ^{4}He чистотой 99,999% или ^{3}He с содержанием основного изотопа не ниже 99%. Криостат, общая масса которого вместе с дополнительной нагрузкой составляла около 150 кг, был подвешен с помощью эластичного корда к потолку помещения для уменьшения вибраций, а откачка гелиевой ванны

при работе ниже 4,2 К осуществлялась через гибкие пластиковые шланги удаленным насосом. Ряд экспериментов был выполнен на образцах, находящихся непосредственно в жидком гелии.

Сразу же после момента излома образца напряженное состояние материала контакта релаксирует и в результате пластической деформации расстояние между электродами s непрерывно увеличивается, причем туннельный ток убывает приблизительно по логарифмическому закону [10]. Поэтому все измерения проводились не ранее чем через несколько часов после излома, когда дрейф сопротивления туннельного контакта R_T за характерное время записи экспериментальных зависимостей $R_T(s)$ (5–10 мин) не превышал 1%. В большинстве же случаев его величина была по крайней мере на порядок меньше, и незначительный гистерезис кривых $R_T(s)$, наблюдавшийся при последовательном сведении и разведении электродов (без образования механического контакта между ними), обусловлен только гистерезисом пьезокерамики.

Измерение туннельного тока осуществлялось при помощи I–V конвертеров с коэффициентом преобразования 10^7 или 10^8 В/А. Постоянное смещение на контакте составляло 5–100 мВ, что при использовании нановольтметра «Keithley-181» позволяло перекрывать диапазон туннельных сопротивлений от 10^4 до 10^{12} Ом. Скорость развертки напряжения на пьезодрайвере изменялась в пределах 100–3 000 с.

В отличие от СТМ, где с помощью соответствующей процедуры калибровки (например, по высоте одноатомной ступеньки на поверхности кристалла) относительное перемещение электродов может быть определено с весьма высокой точностью, основной проблемой при работе с МКИК является невозможность установить коэффициент пропорциональности между V_{piezo} и s, поскольку последний зависит от целого ряда факторов, включая угол изгиба подложки, геометрию электродов и др. Для экспоненциальной зависимости туннельного тока от расстояния (характерной для измерений в высоком вакууме и атомарно чистой поверхности металла) мы можем считать, что уменьшение s на $1{,}0 \pm 0{,}2$Å соответствует падению величины сопротивления туннельного контакта на порядок. Эти оценки хорошо согласуются с выводами других авторов [11,12], однако они не применимы при наличии загрязнений на поверхности металла и в случае отклонения зависимости $R_T(s)$ от экспоненциальной. Поэтому в дальнейших обсуждениях мы будем приводить зависимости туннельного сопротивления от напряжения на пьезодрайвере, которое пропорционально расстоянию между электродами. В тех случаях, когда на одном рисунке приведено несколько зависимостей, снятых в различных сериях измерений (в которых коэффициент пропорциональности может заметно различаться), результаты приведены к общей шкале напряжений путем произвольного изменения масштаба для каждой из зависимостей.

Результаты и их обсуждение

Исключительно высокая стабильность МКИК делает их уникальным инструментом для исследования поведения туннельного тока как функции расстояния между электродами в трехмерном случае. При измерениях в высоком вакууме обнаружено, что подавляющее большинство полученных зависимостей туннельного сопротивления от напряжения на пьезодрайвере почти не отличается от экспоненты и $\log R_T(V_{piezo})$ представляет практически прямую линию (пунктирная кривая для Al на рис. 2). Это находится в хорошем соответствии с недавними теоретическими расчетами [13,14]. Небольшие отклонения могут быть связаны с локальной топографией электродов [10,15], приводящей к более медленному падению туннельного сопротивления с уменьшением s и однородному изгибу зависимости $\log R_T(V_{piezo})$ во всем диапазоне R_T . Второй причиной, приводящей к «более быстрому, чем экспоненциальное» убыванию R_T , впервые обнаруженному в [12] и детально исследованному нами [16], является взаимодействие между электродами контакта на предельно малых расстояниях [14]. Такое поведение наблюдается в области туннельных сопротивлений менее 1 МОм, оно предваряет скачок сопротивления, соответствующий образованию одноатомного контакта с прямой проводимостью. В зависимости от площади

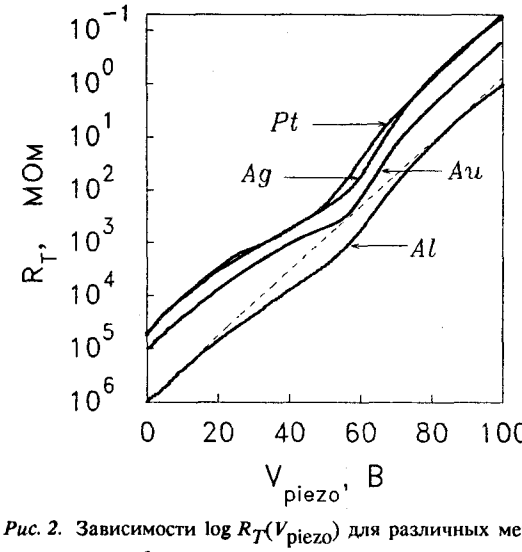

Рис. 2. Зависимости $\log R_T(V_{piezo})$ для различных металлов, снятые в газообразном гелии при 4,2 К. Пунктиром показано туннельное сопротивление, полученное в высоком вакууме для Al.

контакта [13,14] этот скачок происходит от значения сопротивлений 50–300 кОм к значению порядка 13 кОм (или вдвое меньшему для Pt и PtIr), отвечающему одному кванту проводимости $G \simeq 2e^2/h$.

Присутствие даже небольшого количества гелия в измерительной ячейке влечет за собой существенные искажения зависимости $R_T(s)$, как это легко видеть на рис. 2 для Pt, Ag, Au, и Al. Аналогичные результаты были получены для Pb и сплава PtIr, наиболее часто используемого для изготовления «острия» в СТМ. Отметим, что при стандартных в туннельной микроскопии значениях смещения на контакте V_b (10–100 мВ) и измерительного тока I_T (10 пА–1 нА) соответствующий диапазон туннельных сопротивлений составляет от 10 МОм до 10 ГОм и отвечает наиболее отличающейся от экспоненты части зависимости $\log R_T(V_{\text{piezo}})$. Это может привести к существенным ошибкам, если калибровка низкотемпературного СТМ и измерения проводятся в обменном газе, например, на одном и том же металле, но при различных R_T или же калибровка проведена для одного материала, а измерения осуществляются при том же R_T, но на другом металле.

В наших экспериментах давление гелия в ячейке, составлявшее 0,01–760 торр, при 4,2 K не влияло заметным образом на вид зависимости $R_T(s)$. Более того, при измерениях на контакте, находящемся непосредственно в жидком гелии, вид зависимости $R_T(s)$ не изменялся. Следовательно, обнаруженный эффект определяется главным образом монослоем физически адсорбированного гелия на чистом изломе металла. Влияние окружающего обменного газа или жидкого гелия невелико в силу малости ван-дер-ваальсовского взаимодействия между отдельными атомами He. Однако полностью игнорировать его нельзя, особенно при измерениях в сверхтекучей фазе. Как показывают расчеты потенциальной энергии взаимодействия $U(s)$, проведенные в [17] для случая адсорбции атома He на гладкой поверхности благородных металлов и алюминия, атомы гелия находятся достаточно далеко от поверхности (2,5–3 Å). Глубина потенциальной ямы не превышает 5–10 мэВ, т. е. наблюдение адсорбции возможно лишь при гелиевых температурах. Более поздние вычисления [18] указывают на то, что энергия ван-дер-ваальсовского взаимодействия с поверхностью металла может быть значительно меньше. При учете гибридизации 1*s* состояний гелия с незаполненными состояниями металла глубина минимума $U(s)$ не превышает 1–2 мэВ, а равновесное расстояние от поверхности оказывается равным $\simeq 3{,}5$ Å.

Качественное объяснение наблюдаемого эффекта сравнительно несложно. Для этого следует предположить, что He адсорбирован на более плоской поверхности одного из электродов (в дальнейшем по СТМ терминологии «образца»), в то время как второй электрод («острие») свободен от He. Расчеты, проведенные для Xe, имеющего гораздо большую энергию адсорбции, свидетельствуют о том, что присутствие ксенона на фронтальном атоме «острия» крайне маловероятно [6]. Рассмотрим далее ситуацию, когда атом гелия находится строго на траектории сближения электродов, и предположим, что влияние соседних адсорбированных атомов мало. При достаточно бо́льших расстояниях между электродами взаимодействием между He и «острием» можно пренебречь и зависимость $\log R_T(V_{\text{piezo}})$ не отклоняется заметно от линейного поведения (начальный участок кривой для Au на рис. 2 в диапазоне 10 ГОм $< R_T <$ 100 ГОм). По мере приближения «острия» к адсорбированному на «образце» атому гелия эффект поляризации электронов, приводящий к уменьшению локальной плотности состояний, начинает сказываться и на нем, причем, тем сильнее, чем меньше расстояние между электродами. В результате $\log R_T(V_{\text{piezo}})$ убывает медленнее, чем по линейному закону (для Au это соответствует заметному изгибу кривой в интервале 10 ГОм $> R_T >$ 500 МОм). При дальнейшем сближении электродов атомы гелия должны вытесняться из пространства между ними вследствие нарастающего перекрытия волновых функций электронов в металле с 1*s*-орбиталью He и постепенного исчезновения минимума $U(s)$. Это приводит к резкому возрастанию туннельного тока (падению сопротивления контакта) в относительно узком диапазоне перемещений за счет восстановления плотности электронных состояний характерной для чистой поверхности металла. Сколько-нибудь заметный гистерезис в этой области отсутствует, а это означает, что процесс «вытеснения» является полностью обратимым, т. е. атом гелия не отрывается от поверхности металла, а «скользит» вдоль нее (подобно тому, как это происходит при перемещении атома Xe с помощью подведенного на достаточно близкое расстояние «острия» [19]), оставаясь вблизи контакта, и (поскольку его положение не является равновесным) возвращается на прежнее место при разведении электродов. На расстояниях между электродами, отвечающих туннельному сопротивлению менее 10 МОм, влияние окружающих атомов гелия на локальную плотность электронных состояний металла в области контакта становится исчезающе мало и зависимость $\log R_T(V_{\text{piezo}})$ вновь оказывается линейной.

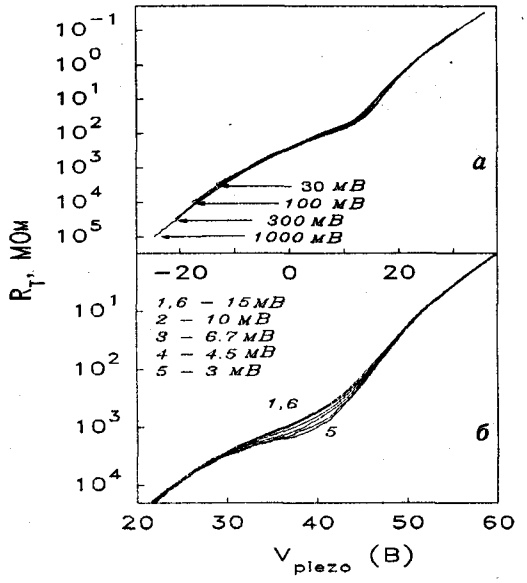

Рис. 3. Зависимости $\log R_T(V_{piezo})$: для Au при смещениях от 30 до 1000 мВ (начало каждой из кривых указано стрелкой (*а*); для Pt в области малых смещений. Кривые *1*, *6*, записанные при одинаковом смещении с интервалом 1 ч, демонстрируют стабильность контакта и воспроизводимость результатов (*б*).

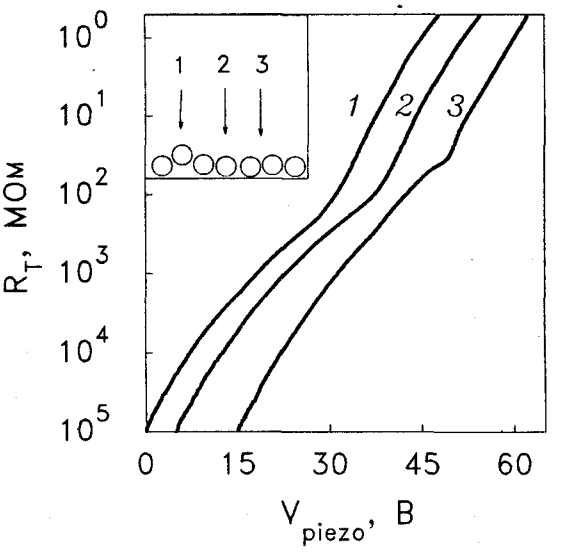

Рис. 4. Зависимости $\log R_T(V_{piezo})$ для платины, снятые для различных точек на поверхности «образца« (показаны стрелками на вставке) при неизменной геометрии «острия».

Отметим несколько дополнительных обстоятельств, которые, на наш взгляд, подтверждают правильность предлагаемой модели.

1. Расчет [5] был выполнен в предположении малых смещений на контакте. Как было показано тем же автором [20], кажущийся размер адсорбированного атома может в сильной степени зависеть от величины приложенного к контакту смещения и его полярности. Поскольку туннельный контакт в рассматриваемом нами случае симметричен (более того, мы *apriori* не знаем, какой из электродов играет роль «образца», а какой — «острия») и, кроме того, состояния, лежащие ниже уровня Ферми, не должны оказывать заметного влияния [20], мы не ожидали изменения поведения $\log R_T(V_{piezo})$ в зависимости от знака приложенного смещения. Действительно, в диапазоне приложенных к контакту напряжений вплоть до ± 1 500 мВ асимметрия экспериментальных кривых полностью отсутствует. Оказалось также, что зависимости $\log R_T(V_{piezo})$, измеренные при смещениях от 30 и до 1 000 мВ, хорошо совпадают друг с другом (рис. 3,*а*). Заметные отклонения наблюдаются только при $V_b > 2\,000$ мВ, сравнимых с высотой туннельного барьера. Это свидетельствует о том, что изменение плотности состояний приблизительно одинаково в соответствующей области энергий. Однако при малых смещениях экспериментальные кривые заметно отличаются друг от друга при сопротивлениях, отвечающих в нашей модели сильному взаимодействию между адсорбированным атомом гелия и «острием», причем нелинейность их тем заметнее, чем меньше напряжение на контакте. Это означает, что максимальное понижение плотности состояний при адсорбции гелия происходит вблизи уровня Ферми. В некотором диапазоне перемещений производная dR_T/dV_{piezo} оказывается близка к нулю и сопротивление контакта очень слабо зависит от расстояния между электродами (рис. 3,*б*), поскольку его уменьшение за счет сближения последних почти полностью компенсируется падением локальной плотности электронных сотояний на «острие». Случайный выбор рабочей точки СТМ в данном диапазоне может, вероятно, привести к практически полной потере чувствительности прибора.

2. В работе [21] были рассчитаны зависимости $U(s)$ для адсорбции Xe на плоскости (110) меди, параметры которых, как оказалось, заметно зависят от конкретного положения атома ксенона. Наибольшее значение удерживающего потенциала и наименьшее расстояние до поверхности соответствует не занятому медью центру элементарной ячейки, а наименьшее — адсорбции непосредственно над одним из узлов. На рис. 4 приведены полученные нами зависимости $\log R_T(V_{piezo})$, соответствующие туннелированию между «острием» с неизменной геометрией и различными точками на поверхности платинового «образца» (указаны стрелками на вставке). Профиль поверхности, смоделированный в данном случае окружностями, был получен с помощью дополнительного сдвигового пьезоэлемента, приклеенного между образцом и подложкой [15]. Это дало возможность про-

водить сканирование поверхности в направлении нормальном к траектории движения электродов при измерении зависимостей $R_T(s)$. Такая конфигурация соответствует одномерному режиму работы СТМ «на постоянной высоте» (при отключенной обратной связи по току), который иногда используется для исследования идеально плоских поверхностей. Для электродов, полученных путем излома, найти плоский участок протяженностью в несколько межатомных расстояний достаточно проблематично. Несмотря на очевидное несовершенство такой двумерной картины (профиль поверхности в направлении перпендикулярном плоскости рисунка нам не известен), видно, что характер нелинейности кривых в сильной степени зависит от рельефа «образца» в полном соответствии с расчетами [21]. Наиболее искаженная зависимость $\log R_T(V_{piezo})$ соответствует туннелированию в точку, промежуточную между двумя атомами платины (кривая *3*), где энергия связи адсорбированного атома максимальна, а его расстояние от поверхности металла минимально. В то же время при туннелировании в выступающий над поверхностью «образца» атом (кривая *1*) отклонение от линейного поведения заметно меньше (мал удерживающий потенциал) и возникает при гораздо больших R_T (расстояние до поверхности существенно больше, чем в предыдущем случае). Безусловно, определенный вклад в форму кривых должны вносить как геометрия «острия» [6], так и взаимодействие с соседними атомами Не, однако качественное согласие с результатами [21] следует признать вполне удовлетворительным.

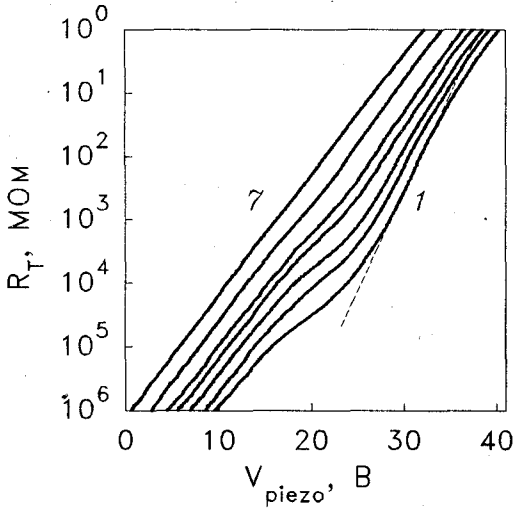

Рис. 5. Зависимости $\log R_T(V_{piezo})$ для Al, снятые при откачке гелия из ячейки. Видно, что в обменном газе (кривая *1*) R_T уменьшается с расстоянием в диапазоне сопротивлений от 30 до 3 000 МОм (пунктирная линия) существенно быстрее, чем в вакууме (кривая *6*).

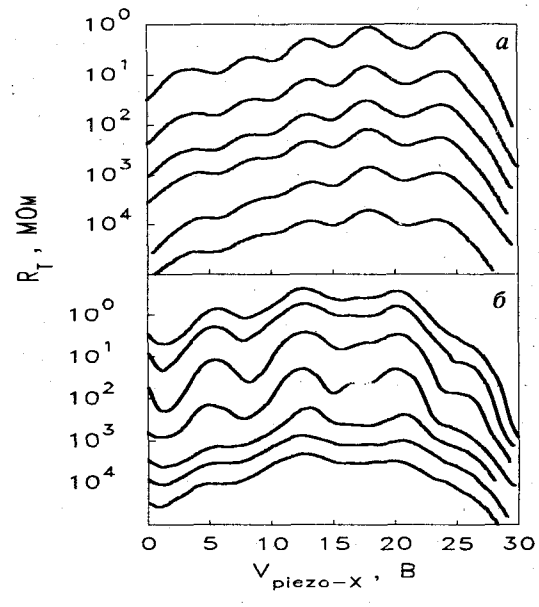

Рис. 6. Изменение профиля участка поверхности «образца» Al в зависимости от расстояния между электродами: в высоком вакууме (*а*); в обменном гелии (*б*).

3. Нами установлено, что физически адсорбированный Не на поверхности Al, Ag и Au образцов может быть эвакуирован откачкой с помощью обычного диффузионного насоса за сравнительно короткое время (10–20 мин). Для Pt и PtIr, вероятно, из-за большей энергии адсорбции этого сделать не удается, а длительная откачка приводит к загрязнению поверхности металла, в результате чего измерения становятся невоспроизводимыми. Типичная картина трансформации зависимостей $\log R_T(V_{piezo})$ в процессе откачки приведена на рис. 5. Пока количество гелия в ячейке остается достаточным для образования монослоя, форма кривой практически не изменяется. В дальнейшем нелинейность измеряемых характеристик заметно уменьшается, и в конечном итоге они становятся идентичными полученным в высоком вакууме. Повторный напуск гелия в ячейку приводит к восстановлению первоначальной картины, и этот цикл (по крайней мере для Al и Au) может быть воспроизведен несколько раз. Смещение нелинейного участка в область более низких R_T связано с тем, что остающиеся адсорбированными атомы имеют максимальную энергию связи и расположены на меньшем удалении от поверхности, а ближайший из них может не находиться непосредственно между «острием» и «образцом».

Интересно отметить, что в области, в которой предполагается восстановление плотности состояний за счет вытеснения гелия из пространства между электродами, R_T падает с уменьшением расстояния быстрее, чем в вакууме (пунктирная линия на рис. 5). Это обстоятельство можно ис-

пользовать в низкотемпературных СТМ, работающих в обменном He для увеличения вертикального разрешения. На рис. 6,*а* приведен профиль сравнительно плоского участка поверхности Al «образца», снятый в вакууме при различном расстоянии между электродами. Масштаб по оси «*X*», исходя из характеристик пьезокерамики, составляет 0,6 ± ± 0,1 Å/В, т.е. мы наблюдаем двумерные «изображения» атомов алюминия. Видно, что при уменьшении *s* кажущаяся высота атомов монотонно увеличивается в результате взаимодействия между «острием» и «образцом» [15,22–24]. Аналогичные измерения в обменном гелии приводят к сильной деформации «изображений», что особенно хорошо заметно при использовавшемся способе измерений: они заметно уплощаются в области сопротивлений 5–100 ГОм и, наоборот, резко увеличиваются в интервале R_T 50–1 000 МОм, оказываясь больше, чем при минимально возможном (ограниченном переходом к одноатомному контакту) расстоянии. Согласно сделанным нами оценкам, оптимальное расстояние между электродами для получения высокого вертикального разрешения в СТМ должно составлять, в зависисимости от исследуемого материала, около 4–5 Å.

4. При измерениях в обменном газе или жидком гелии при 4,2 K флуктуации сопротивления контакта были пренебрежимо малы. Однако понижение температуры в ячейке до 1,2 K приводит к резкому росту электрического шума, а при определенном расстоянии между электродами возникают области сильной нестабильности (рис. 7). К сожалению, измерения в промежуточной области температур не были проведены с достаточной тщательностью из-за трудностей со стабилизацией температуры в ячейке, дрейф которой приводит к заметным изменениям R_T. Временная зависимость сопротивления контакта в области нестабильности, снятая при фиксированном *s*, приведена на рис. 8 и представляет собой классический образец двухуровневых флуктуаций сопротивления или так называемого «телеграфного шума». Последний весьма характерен для мезоскопических проводящих образцов, включая микроконтакты малого диаметра, содержащие единичные структурные дефекты [25,26]. Двухъямный потенциал образуется в результате перекрытия потенциалов адсорбции каждого из электродов. Спонтанный переход атома гелия путем туннелирования из одного минимума $U(s)$ в другой или, иными словами, между «острием» и «образцом» приводит к мгновенному перераспределению плотности электронных состояний и, как следствие, скачку туннельного тока. Величина $\Delta R/R$ составляет обычно несколько десятков процентов для Ag, Au и Al, но может достигать 100–200% для Pt. Изменение расстояния между электродами, равно как и величины или знака приложенного к контакту смещения, ведет к модификации $U(s)$ [6], сопровождающейся изменением амплитуды флуктуаций и времени пребывания атома гелия у каждого из электродов.

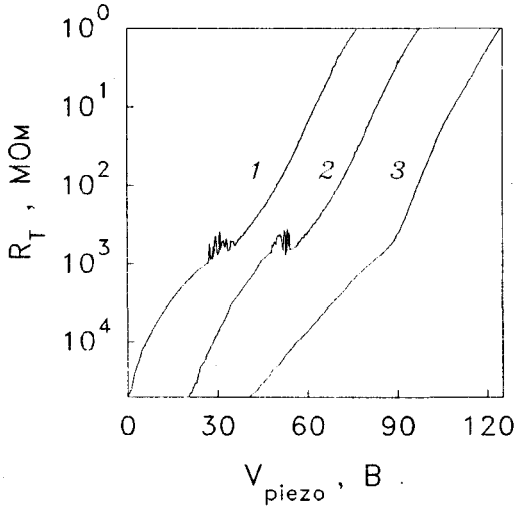

Рис. 7. Зависимости $\log R_T(V_{piezo})$ для платины (кривые *1*, *2*), снятые в сверхтекучем гелии при 1,2 K, демонстрирующие область сильной нестабильности в районе R_T = 400–1 000 МОм. Кривая *3* получена при той же температуре в обменном ^{3}He для Au.

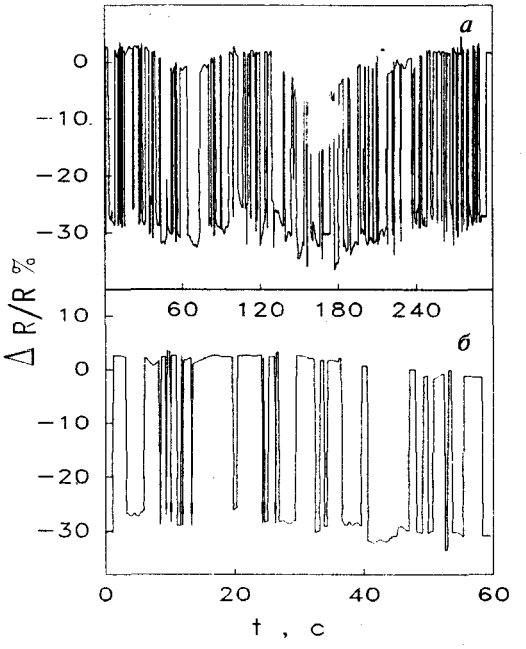

Рис. 8. Временная зависимость изменения туннельного сопротивления для контакта из Au (R_T = 3 300 МОм).

Второй эффект, наблюдавшийся нами при понижении температуры и также исключительно в ^{4}He, но при меньшем расстоянии между электро-

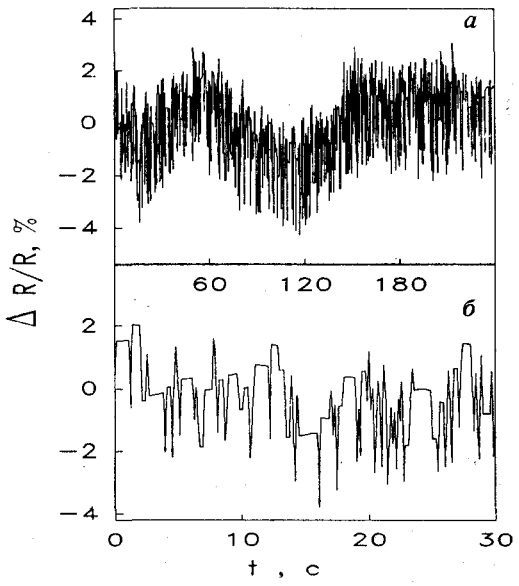

Рис. 9. Флуктуации туннельного сопротивления для контакта из Au (R_T = 200 МОм) в сверхтекучем гелии, обусловленные поверхностной диффузией атомов ^{4}He.

дами (соответствующем области сопротивлений 20–300 МОм на рис. 7, где в результате трансформации потенциала минимум на $U(s)$ постепенно исчезает) состоит в появлении флуктуаций сопротивления (рис. 9,*а*) с амплитудой $\Delta R/R$, составляющей несколько процентов, наложенных на более крупномасштабные изменения ΔR_T периодом в десятки секунд приблизительно такой же амплитуды. Однако, как видно из рис. 9,*б*, этот шум носит совершенно иной характер: в течение непродолжительного времени (0,3–0,7 с) сопротивление контакта может оставаться практически неизменным, затем появляются осцилляции R_T . Мы предполагаем, что наблюдаемые флуктуации сопротивления связаны с диффузией гелия по поверхности электродов. Попадая в межэлектродное пространство, атом гелия может быть на некоторое время захвачен сильно редуцированным минимумом адсорбционного потенциала, но в случаях, когда это не происходит, движение Не сопровождается мгновенным изменением локальной плотности состояний и скачками сопротивления. По-видимому, это первый случай наблюдения флуктуаций сопротивления, обусловленных поверхностной диффузией атомов гелия. Проведенные недавно [27] теоретические расчеты такого явления предсказывают амплитуду шума, связанного с поверхностной диффузией, намного превышающую шум, связанный с движением молекул газа или молекул жидкости в объеме между электродами. Что же касается крупномасштабных флуктуаций сопротивления, то их природа пока остается невыясненной.

Поскольку при понижении температуры роль активационных процессов как в диффузии, так и в переходах между минимумами двухъямного потенциала становится пренебрежимо мала, единственным механизмом, объясняющим наблюдаемые эффекты, остается квантовое туннелирование. Однако приходится предположить, что в определенном интервале температур гелий локализован в минимуме адсорбционного потенциала, а туннелирование заблокировано температурными флуктуациями или взаимодействием с соседними адсорбированными атомами. При понижении температуры или же при переходе в сверхтекучее состояние (на что косвенно указывает отсутствие флуктаций сопротивления контактов в ^{3}He , не испытывающем фазового перехода) вероятность туннелирования резко увеличивается.

Мы надеемся получить дополнительную информацию в планируемых экспериментах с субмонослоями гелия, а также растворами ^{3}He в ^{4}He при измерениях в более широкой области температур и, в частности, при переходе через λ-точку.

Заключение

Проведенные нами измерения зависимости туннельного тока от расстояния между электродами в обменном газе ^{3}He и ^{4}He, а также в жидком гелии указывают на значительное отклонение его поведения от экспоненциального, характерного для аналогичных измерений в высоком вакууме. Предложенная нами простая модель, связывающая наблюдаемый эффект с изменением плотности электронных состояний металла в области контакта в результате поляризации электронов проводимости 1*s*-орбиталью адсорбированных атомов гелия, удовлетворительно описывает экспериментальные результаты. Подобный эффект может иметь место не только для физически адсорбированного при низких температурах Не, но и для хемосорбированных газов, в частности кислорода [4].

Флуктуации сопротивления контакта, появляющиеся при понижении температуры в измерительной ячейке, во многом не укладываются в рамки традиционных представлений и станут предметом дальнейших интенсивных исследований.

Авторы выражают глубокую благодарность И. К. Янсону и В. И. Соколову за плодотворные обсуждения, Яну Гермсену (J. Hermsen) и Яну Герритсену (J. Gerritsen) за неоценимую помощь в проведении экспериментов. Один из нас (О. И. Ш.) благодарен Nederlandse Organisatie voor Wetenschapelijk Onderzoek (NWO) и International Scientific Foundation (ISF) за предоставление грантов, сделавших возможным выполнение данной работы.

1. О. И. Шкляревский, И. К. Янсон, А. А. Лысых, *ФНТ* 1, 502 (1975).
2. О. И. Шкляревский, А. А. Лысых, И. К. Янсон, *ФНТ* 2, 665 (1976).
3. N. D. Lang, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1164 (1986).
4. N. D. Lang, *Surf. Sci.* **299/300**, 284 (1994).
5. D. M. Eigler, P. S. Weiss, E. K. Schweizer, and N. D. Lang, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1189, (1991).
6. J. R. Cerda, P. L. de Andres, F. Flores, and R. Peres, *Phys. Rev.* **B45**, 8721 (1992).
7. P. S. Weiss and D. M. Eigler, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2240 (1992).
8. C. J. Muller, J. M. van Ruitenbeek, and L. J. de Jongh, *Physica* **C191**, 485, (1992).
9. Г. ван Кемпен, О. И. Шкляревский, *ФНТ* **19**, 816 (1993).
10. R. J. P. Keijsers, J. Voets, O. I. Shklyarevskii, and H. van Kempen (in press).
11. U. Durig, O. Zuger, and D. W. Pohl, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 349 (1990).
12. J. M. Krans, C. J. Muller, I. K. Yanson, Th. C. M. Govaert, R. Hesper, and J. M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev.* **B48**, 14721 (1993).
13. S. Ciraci, *Ultramicroscopy* **42-44**, 16 (1992).
14. S. Ciraci and E. Tekman, *Phys. Rev.* **B40**, 11969, (1989).
15. Th. Laloyaux, I. Derycke, J. -P. Vigneron, Ph. Lambin, and A. A. Lucas, *Phys. Rev.* **B47**, 7508 (1993).
16. J. Voets, R. J. P. Keijsers, O. I. Shklyarevskii, and H. van Kempen (in press).
17. P. Norlander and J. Harris, *J Phys.* **C17**, 1141, (1984).
18. J. F. Annet and P. M. Echenique, *Phys. Rev* **B34**, 6853 (1986).
19. D. M. Eigler and E. K. Schweizer, *Nature* **344**, 524 (1990).
20. N. D. Lang, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 45 (1987).
21. X. Bouju, C. Joahim, C. Girard, and P. Sautet, *Phys. Rev.* **B47**, 7454 (1993).
22. S. Siraci and I. P. Batra, *Phys. Rev.* **B36**, 6194 (1987).
23. E. Tekman and S. Ciraci, *Phys. Rev.* **B42**, 1860 (1990).
24. S. Siraci, A. Baratoff, and I. P. Batra, *Phys. Rev.* **B42**, 7618 (1990).
25. K. S. Ralls and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2434 (1988).
26. P. A. M. Holweg, J. Caro, A. H. Verbruggen, and S. Radelaar, *Phys. Rev.* **B45**, 9311, (1992).
27. M. Sumetskii and A. A. Kornyshev, *Phys. Rev.* **B48**, 17493 (1993).

The influence of adsorbed helium on tunneling in mechanically controllable break junctions

O. I. Shklyarevskii, R. J. P. Keijsers, J. Voets, and H. van Kempen

A strong deviation of tunnel current I_T dependence on the distance s between electrodes of mechanically controllable break junctions from the exponential one was observed at low temperature measurements in ^{4}He, ^{3}He gas or liquid helium for various materials (Ag, Al, Au, Pb, Pt and PtIr). The reason for observed behavior of $I_T(s)$ is decrease in the local density of states (LDOS) in the metal caused by physadsorbed helium due to polarizing of electrons away from the Fermi level by 1s shell of $I_T(s)$ atom. It results in reduction of the tunnel current as the «bare» tip is brought close to the sample. The further decreasing of s is accompanied by expelling of helium from the tunneling space and steep rise of I_T associated with restoration of LDOS. When measured at 1.2 K in ^{4}He, two level fluctuations of the tunnel resistance due to a spontaneous transition of the atom between electrodes were observed as well as a new type of fluctuations caused by the surface diffusion of helium atoms. Both effects have been never seen in the normal phase of ^{4}He or ^{3}He. The possible reasons for the drastic increasing in physadsorbed atoms mobility at low T are discussed.