

Функция электрон-фононного взаимодействия в слоистом дихалькогениде 2Hn-TaSe_2

Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, А.В. Савицкий

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kamarchuk@ilt.kharkov.ua*

P. Molinié, A. Leblanc, and E. Faulques

*Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN), Université de Nantes, CNRS, 2 rue de la Houssinière,
BP 32229, 44322 Nantes cedex 3, France*

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2009 г.

С помощью метода микроконтактной спектроскопии экспериментально исследован спектр электрон-фононного взаимодействия в слоистом квазидвумерном дихалькогениде 2Hn-TaSe_2 . Измерения выполнены на гетероконтактах $2\text{Hn-TaSe}_2/\text{Cu}$. Зарегистрированы микроконтактные спектры, отражающие эффекты электрон-фононного взаимодействия в спектральном режиме протекания тока и делокализации электронных состояний в области точечных контактов при малых импульсных длинах свободного пробега электронов. Впервые определена функция электрон-фононного взаимодействия в данном соединении. Хорошая воспроизводимость результатов подтверждена расчетами важных интегральных параметров электрон-фононной системы исследованного вещества.

За допомогою методу мікроконтактної спектроскопії експериментально досліджено спектр електрон-фононної взаємодії в шаруватому квазидвовимірному дихалькогеніді 2Hn-TaSe_2 . Вимірювання виконано на гетероконтактах $2\text{Hn-TaSe}_2/\text{Cu}$. Зареєстровано мікроконтактні спектри, які відбивають ефекти електрон-фононної взаємодії в спектральному режимі протікання струму та делокалізації електронних станів в області точкових контактів при малих імпульсних довжинах вільного пробігу електронів. Вперше визначено функцію електрон-фононної взаємодії в даній сполуці. Добру відтворюваність результатів підтверджено розрахунками важливих інтегральних параметрів електрон-фононної системи дослідженої речовини.

PACS: 71.45.Lg Системы с волнами зарядовой плотности;
63.20.kd Фонон-электронные взаимодействия;
85.30.Ni Поверхностный барьер, граница, точечный контакт в устройствах.

Ключевые слова: слоистые квазидвумерные проводники, дихалькогениды переходных металлов, микроконтактная спектроскопия, электрон-фононное взаимодействие.

Введение

В последние годы наблюдается возрождение интереса к дихалькогенидам переходных металлов (см., например, [1–5]). Прежде всего это связано с их уникальными свойствами, обусловленными двумерным характером данных соединений. Среди свойств дихалькогенидов переходных металлов особое внимание привлекают состояния с волной зарядовой плотности (ВЗП), сопровождающиеся структурными переходами. Немалое значение играет также стремление

понять и объяснить роль электронных корреляций и электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в этом явлении. Ряд соединений рассматриваемого класса веществ обладает сверхпроводящими свойствами. Поэтому естественным является желание исследователей представить полную картину сосуществования ВЗП и сверхпроводимости. Кроме того, существующие аналогии в поведении дихалькогенидов переходных металлов и высокотемпературных сверхпровод-

ников позволяют использовать дихалькогениды в качестве модельных объектов [6].

Наряду с уникальными фундаментальными свойствами дихалькогенидов переходных металлов вызывает интерес также возможность их разнообразных применений. В частности, такие объекты могут служить основой для создания новых наноструктурных материалов. В качестве примера можно привести семейство тройных соединений, которое было получено путем растворения сверхпроводников A15 в металлических дихалькогенидах [7]. В дополнение к сверхпроводящим и ферромагнитным свойствам при низких температурах в этих материалах обнаружен целый ряд новых интересных явлений. Например, в матрице кристаллов SnNb_5Se_9 наблюдалась чрезвычайно малая примесь нанокластеров [8]. Сложное поведение и разнообразие свойств полученных тройных соединений обуславливает необходимость дальнейшего исследования их составляющих, в том числе металлических дихалькогенидов.

Дихалькогениды переходных металлов описываются химической формулой MX_2 , где М — атом переходного металла IV–VI групп периодической системы элементов (например, Nb, Ta, V), а X — атом халькогена (Se, S, Te). Кристаллы этих соединений имеют слоистую структуру, которая представляет собой набор сэндвичей, уложенных друг на друга в направлении перпендикулярном слоям [9–11]. Каждый из сэндвичей состоит из трех слоев, средний из которых образован атомами металла, а крайние — атомами халькогена. Сэндвичи могут быть легко отколоты от кристалла, так как следующие один за другим слои атомов X связаны слабой силой Ван дер Ваальса. Существуют различные полимеры упаковки слоистых соединений халькогенидов переходных металлов VB группы. Каждый полимер представляет собой уникальную последовательность стопочной упаковки отдельных слоев. Элементарная ячейка 2H-полимера формируется двумя сэндвичами. Внутри сэндвича переходной элемент окружен шестью атомами халькогена. Взаимное расположение атомов в координационной ячейке внутри сэндвича является тригональным. Соединения 2Ha-TaSe_2 и 2H-NbSe_2 имеют один и тот же тип упаковки (пространственная группа $P6_3/mmc$) [9,10]. Слабые связи между сэндвичами, формируемые силами Ван дер Ваальса, позволяют проводить интеркалирование рассматриваемых соединений путем внедрения атомов других переходных металлов, щелочных металлов или органических молекул [12–14]. Перекрывание электронных волновых функций соседних металлических слоев мало, что отражается на характере электрической проводимости данных соединений. В результате, поскольку связь атомов М с атомами X внутри сэндвича является сильной (преимущественно ковалентной), физические свойства данных

слоистых соединений в основном определяются структурой решетки внутри сэндвича, в частности, движение электронов проводимости близко к двумерному и имеет место анизотропия электропроводности.

Следует отметить, что среди большого количества исследований дихалькогенидов переходных металлов, выполненных в последнее время, основное место занимают работы по изучению электронного спектра. При этом особенности фононной структуры и электрон-фононного взаимодействия остаются недостаточно освещенными. Для получения качественно новой информации об этих характеристиках следует активнее привлекать экспериментальные методики, которые при изучении данного класса веществ пока еще мало задействованы. К ним относится метод микроконтактной спектроскопии, который способен обеспечить непосредственное определение ЭФВ и связанных с ним параметров материалов. Нами проведена серия исследований, направленная на устранение «белых пятен» на карте ЭФВ в дихалькогенидах переходных металлов. Первый шаг в этом направлении был сделан при определении функции ЭФВ, температуры Дебая и других, прежде неизвестных, параметров электронной и фононной подсистем в $1T\text{-VSe}_2$ [15–17]. Следующим объектом в данном цикле исследований выбран 2Ha-TaSe_2 .

Металлические диселениды MX_2 хорошо известны прежде всего благодаря наличию перехода ВЗП, обусловленного квазидвумерным характером их электронного спектра [18–21]. Например в 2H-NbSe_2 и 2Ha-TaSe_2 , ВЗП возникают при $T_d = 33,5$ К и 122,3 К соответственно. Переходы в этих соединениях являются фазовыми переходами второго рода и сопровождаются появлением несоизмеримой сверхструктуры. Сразу же после возникновения сверхрешетки в обоих соединениях имеют почти идентичные несоизмеримые векторы обратной решетки с амплитудой $q_\delta = (1/3)(1-\delta)a^*$, где $\delta \approx 0,02$, a^* — вектор обратной решетки исходной гексагональной структуры при комнатной температуре. Сверхрешетка в 2H-NbSe_2 остается несоизмеримой до температуры 5 К, в то время как 2Ha-TaSe_2 претерпевает фазовый переход первого рода с $\delta \rightarrow 0$ при 90 К. Новое состояние ниже 90 К характеризуется ВЗП с несоизмеримой сверхрешеткой с утроенным периодом $3a_0 \times 3a_0 \times c$ (где a_0 и c — параметры элементарной ячейки 2Ha-TaSe_2 при комнатной температуре). В противоположность ряду ВЗП материалов, у которых электрическое сопротивление увеличивается под действием ВЗП перехода, сопротивление 2Ha-TaSe_2 в плоскости уменьшается [6]. При более низкой температуре происходит переход в сверхпроводящее состояние. Температура сверхпроводящего перехода составляет по данным разных авторов 0,2 К [22], 0,13 К [23].

Наличие в изучаемом соединении ВЗП структурных и сверхпроводящего переходов указывает на важность ЭФВ в формировании его физических свойств и во многом определяет актуальность данного исследования.

Методика эксперимента

Основным инструментом микроконтактной спектроскопии является точечный контакт с диаметром d , намного меньшим средней длины l свободного пробега электронов [24,25], которая формируется длинами свободного пробега l_i и l_e , соответствующими релаксации электронов по импульсам и энергии: $l = (1/l_i + 1/l_e)^{-1}$. Как правило, размеры контактов лежат в диапазоне от мезо- до наноразмерных и даже до одноатомных. В случае баллистического токового режима [26] электроны проходят сквозь контакт диаметром $d \ll l$ и приобретают избыточную энергию eV (e — заряд электрона, V — напряжение), достаточную для возбуждения колебаний атомов в области сужения. Благодаря большим длинам свободного пробега электронов и фононов передача энергии колебаниям решетки происходит без эффектов теплового нагрева материала контакта. Вся тепловая энергия эффективно отводится берегами-электродами контакта и фундаментальная природа ЭФВ не искажается. Как правило, на вольт-амперной характеристике (ВАХ) контактов возникают нелинейности, обусловленные неупругими процессами передачи энергии от электронов к фононам. Величины энергий, которые отвечают положению нелинейностей на ВАХ, непосредственно связаны со спектром ЭФВ исследуемого материала. Следует отметить, что точечные контакты, соответствующие условиям $l_i \ll d \ll \Lambda_e$ (где $\Lambda_e = (l_i l_e / 3)^{1/2}$ — диффузионная длина энергетической релаксации электронов) и $d \gg \Lambda_e, l_i$, могут работать в диффузионном и тепловом режимах [27,28] и также используются для изучения ЭФВ, фазовых переходов, сверхпроводимости и других физических явлений. С учетом изложенного был реализован план исследований слоистого дихалькогенида 2Hn-TaSe_2 .

Эксперименты по исследованию ЭФВ в соединении 2Hn-TaSe_2 методом микроконтактной спектроскопии проводили при температуре жидкого гелия на гетероконтактах $2\text{Hn-TaSe}_2/\text{Cu}$. Регистрировали электрические характеристики контактов, которые удовлетворяли спектроскопическим режимам протекания тока. Это дало возможность непосредственно наблюдать ЭФВ и определить его особенности в 2Hn-TaSe_2 .

Электроды из меди перед монтажом полировали химически и электрохимически по стандартной методике [25]. Химическую обработку кристаллов 2Hn-TaSe_2 не проводили, чтобы предотвратить селективное травление и повреждение их поверхности.

Для получения точечных контактов и изучения проводящих свойств созданных образцов использовали метод сдвига [29] и специальное устройство для микроперемещений, описанное в [30]. Контакты создавались между медным электродом в виде призмы и боковой поверхностью кристалла 2Hn-TaSe_2 , что обеспечивало преимущественное создание образцов с осью, направленной параллельно слоям кристалла дихалькогенида. Такие контакты позволяли проводить изучение характеристик кристалла в режиме протекания тока в плоскости сэндвичей и избежать разброса результатов, обусловленного анизотропией электрических свойств дихалькогенидов в направлениях вдоль и перпендикулярно слоям. Измеряли величину сопротивления гетероконтакта R_0 при $V = 0$, ВАХ $I(V)$, а также зависимости первой $V_1(V)$ и второй $V_2(V)$ гармоник модулирующего напряжения, пропорциональные производным ВАХ $V_1(V) \sim dV/dI(V)$ и $V_2(V) \sim d^2V/dI^2(V)$. Измерения проводили по четырехзондовой методике с использованием схемы детектирования гармоник переменного сигнала. Источники электрического смещения и модулирующего сигнала работали в режиме источника тока [25]. В этом случае гармоники переменного напряжения, возникающего на контакте, пропорциональны производным ВАХ $I(V)$ контакта и могут быть зарегистрированы с высокой точностью. Эксперименты выполняли на оригинальном автоматизированном микроконтактном спектрометре, созданном во ФТИИТ им. Б.И. Веркина и позволяющем проводить одновременную регистрацию информации о сопротивлении, ВАХ, первой и второй производных ВАХ контакта. Это гарантировало соответствие всех измеренных характеристик одному и тому же исследуемому образцу.

Результаты и их обсуждение

Ниже приводится часть характерных зависимостей из большого количества экспериментальных данных, полученных более чем для 150 точечных контактов на основе 2Hn-TaSe_2 . Прежде всего следует подчеркнуть, что перед проведением спектральных экспериментов, для получения информации о длине свободного пробега электронов в используемых кристаллах и возможности их баллистического движения, измеряли электрическое сопротивление электродов R из соединения 2Hn-TaSe_2 . Определяли величину отношения сопротивлений при комнатной температуре и температуре жидкого гелия $R_{300\text{K}}/R_{4,2\text{K}}$. Это отношение является надежным тестом для оценки качества образцов и отбора кристаллов, наиболее пригодных для последующих исследований. Для всех кристаллов, которые затем использовали для создания точечных контактов, отношение $R_{300\text{K}}/R_{4,2\text{K}}$ было больше, чем 25. Это указывает на значения длины свободного

пробега носителей заряда в выбранных объектах, достаточные для микроконтактной спектроскопии. Как известно, спектральные особенности на микроконтактных спектрах наблюдаются вплоть до величины $R_{300\text{K}}/R_{4,2\text{K}} = 3,5$ [28]. Таким образом, полученные данные позволяли надеяться на возможность успешной реализации спектрального режима, соответствующего условию $d \ll l$ в исследованных контактах. Этот вывод нашел свое подтверждение в дальнейшем.

Для получения точечных контактов высокого качества, как уже отмечалось выше, нами был использован чистый высокопроводящий металл (медь). Отметим, что обычно спектр гетероконтакта представляет собой сумму спектральных вкладов от каждого из контактирующих металлов [31]. Однако в случае гетероконтактов $2\text{Ha-TaSe}_2/\text{Cu}$ вклада меди в их микроконтактный спектр не наблюдалось. Этот результат хорошо согласуется с данными, полученными для гетероконтактов $2\text{Ha-NbSe}_2/\text{Cu}$ [32] и гетероконтактов $1\text{T-VSe}_2/\text{Cu(Ag)}$ [15,16]. Как показано в [15,16,32], золото, серебро и медь практически не дают существенного вклада в микроконтактные спектры дихалькогенидов. В этом случае нелинейности ВАХ целиком определяются электродом из слоистого соединения.

Типичные вторые производные ВАХ (микроконтактные спектры) гетероконтактов $2\text{Ha-TaSe}_2/\text{Cu}$ в спектральном режиме протекания тока показаны на рис. 1. Зависимости $V_2(V)$, зарегистрированные в обратной полярности развертки тока через контакт и представленные в левой части рисунка, демонстрируют хорошую воспроизводимость микроконтактных спектров и свидетельствуют о симметричной структуре исследованных контактов. Полученные кривые указывают на то, что ширина полосы спектра ЭФВ в исследуемом

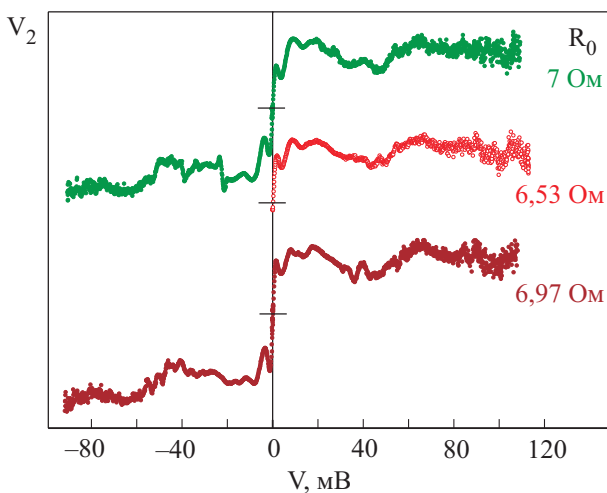


Рис. 1. Вторые гармоники модулирующего напряжения $V_2 \sim d^2V/dI^2(V)$ гетероконтактов $2\text{Ha-TaSe}_2/\text{Cu}$ (микроконтактные спектры), которые отвечают спектроскопическому токовому режиму. R_0 — сопротивление гетероконтакта при $V = 0$, $T = 4,2\text{ K}$.

слоистом соединении достаточно велика. Эта полоса оканчивается при $eV = \hbar\omega_{\text{max}} = 72\text{--}75\text{ мэВ}$. При более высоких смещениях вторые производные ВАХ характеризуются фоновой компонентой с возрастающим уровнем шумов [25]. Этот результат можно качественно сравнить с данными микроконтактных измерений в чистом тантале [25,33,34]. Согласно [33,34], максимальная фонная частота в микроконтактном спектре тантала отвечает энергиям в районе $\hbar\omega_{\text{max}} = 22,5\text{ мэВ}$. Таким образом, из проведенного сравнения следует, что величина ω_{max} в 2Ha-TaSe_2 значительно больше, чем в чистом тантале. Если принять во внимание, что граница спектра ЭФВ в родственных соединениях NbSe_2 и VSe_2 смещается в сторону больших энергий приблизительно на $30\text{--}35\text{ мэВ}$ по сравнению с чистым ниобием и ванадием [15,16,25,32], то полученное для 2Ha-TaSe_2 значение ω_{max} представляется вполне реальным.

Основной пик микроконтактного спектра 2Ha-TaSe_2 расположен в низкочастотной области (при энергиях $8\text{--}9\text{ мэВ}$). Его положение хорошо согласуется с данными исследования рамановского рассеяния света [35]. Кроме того, этот максимум и мягкая фонная мода в районе 2 мэВ хорошо коррелируют с особенностями дисперсионных кривых фононов, полученных с помощью неупругого рассеяния нейтронов [36]. Наблюдаются также менее интенсивные особенности при $18\text{--}20$, 28 и 40 мэВ и широкий максимум в области 60 мэВ . Нелинейность в микроконтактных спектрах в области 28 мэВ , которая чаще наблюдалась в виде небольшого максимума или перегиба на кривой $d^2V/dI^2(V)$, по-видимому, может быть связана с взаимодействием электронов с колебательными модами, которые активны в спектрах рамановского рассеяния соизмеримой фазы ВЗП при 210 и 237 см^{-1} [35,37]. Сравнение положения высокочастотных особенностей в микроконтактных спектрах с данными других авторов не представляется возможным, так как поведение высокочастотной части фононного спектра в известных нам оптических или нейтронографических исследованиях не представлено. Следует отметить, что значительно большая интенсивность низкочастотного пика по сравнению с высокочастотными максимумами характерна также для микроконтактных спектров 1T-VSe_2 [15,16]. Это можно объяснить уменьшением интенсивности высокочастотных особенностей на микроконтактных спектрах, которое обусловлено влиянием микроконтактного формфактора [26]. Формфактор зависит от геометрии и чистоты контакта и усиливает роль процессов переброса и электронного рассеяния на большие углы. Такие эффекты особенно заметно проявляются в металлах со сложными поверхностями Ферми [25].

Токовый режим контактов на основе 2Ha-TaSe_2 может также сопровождаться явлениями разрушения ло-

кализации электронных состояний в этом соединении, что аналогично процессам, наблюдавшимся в контактах из полуметаллов. Такой эффект был ранее исследован для Sb [38], As [28], органических проводников [39] и $1T-VSe_2$ [16]. Типичным свойством данных материалов является существование так называемых инверсных спектров, т.е. микроконтактных спектров с особенностями, противоположными по знаку родственным нелинейностям традиционных вторых производных ВАХ. Эти спектры отвечают случаю малой упругой длины свободного пробега электронов, что может приводить к локализации электронного рассеяния в районе микроконтактного сужения [40]. ЭФВ разрушает локализацию электронов и приводит к увеличению проводимости контакта, что регистрируется как минимум (а не максимум) в спектре. Накопление фононов в области сужения при увеличении напряжения также ведет к уменьшению длины свободного пробега электронов. В том случае, когда эффекты локализации являются существенными, режим пролета электронов через контакт изменяется от баллистического к диффузионному. В промежуточном случае микроконтактные спектры содержат инверсные особенности при высоких энергиях. Пример таких характеристик приведен на рис. 2. Для этих спектров эффекты локализации обуславливают переход средней части спектра в отрицательную область и инверсию соответствующих особенностей. Дальнейший рост фона связан с ростом амплитуды сигнала при больших энергиях.

Спектры гетероконтактов $2Hn-TaSe_2/Cu$ были использованы для восстановления микроконтактной функции ЭФВ $g_{pc}(\omega)$, которая может быть представлена в виде $g_{pc}(\omega) \approx \alpha^2(\omega)F(\omega)$, где $\alpha^2(\omega)$ — усреднен-

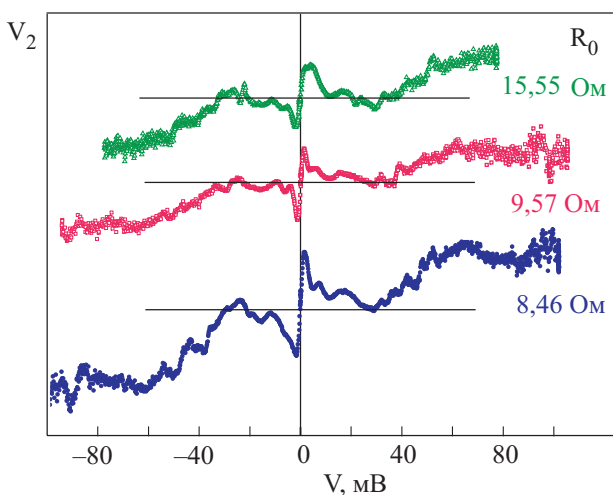


Рис. 2. Вторые гармоники модулирующего напряжения $V_2 \sim d^2V / dI^2(V)$ гетероконтактов $2Hn-TaSe_2/Cu$, которые отвечают разрушению электронной локализации. R_0 — сопротивление гетероконтакта при $V = 0, T = 4,2$ К.

ный по поверхности Ферми квадрат модуля матричного элемента ЭФВ. Из приведенного выражения видно, что микроконтактная функция ЭФВ $g_{pc}(\omega)$ служит носителем информации об особенностях плотности фононных состояний $F(\omega)$ [25]. Кроме того, функция ЭФВ определяет перенормировку электронных характеристик металла (эффективных масс, скоростей электронов и т.п.) относительно своих зонных значений при отсутствии ЭФВ. Коэффициент перенормировки составляет $1 + \lambda$, где λ — константа ЭФВ.

Графики функции $g_{pc}(\omega)$ в дихалькогениде $2Hn-TaSe_2$, полученные с использованием зависимостей на рис. 1, представлены на рис. 3. Все расчеты выполнены с применением процедуры, описанной в [25] для случая линейной функции микроконтактного фона. Характерной чертой полученных зависимостей микроконтактной функции ЭФВ в соединении $2Hn-TaSe_2$ является повышенная интенсивность низкочастотной части спектра по сравнению с высокочастотной. Такое поведение может быть обусловлено следующими причинами: во-первых, влиянием микроконтактного форм-фактора, уже отмеченном выше [25]; во-вторых, смягчением фононного спектра дихалькогенидов переходных металлов и увеличением интенсивности низкочастотных особенностей при понижении температуры (при переходе в состояние ВЗП с соизмеримой сверхструктурой [35]). Значения безразмерной константы ЭФВ λ_{pc} , полученные для каждой из кривых на рис. 3 (сверху вниз), равняются $\lambda_{pc} = 0,27; 0,28; 0,28$ соответственно. Приведенные числа не следует рассматривать как верхний предел значений данного параметра, поскольку невозможно установить, является ли токовый режим каждого из гетероконтактов действительно баллистическим. Мы определили также значения средней $\langle \omega \rangle$ и среднеквадратичной $\langle \omega^2 \rangle^{1/2}$ частот фононов, которые являются важными параметрами фононной под-

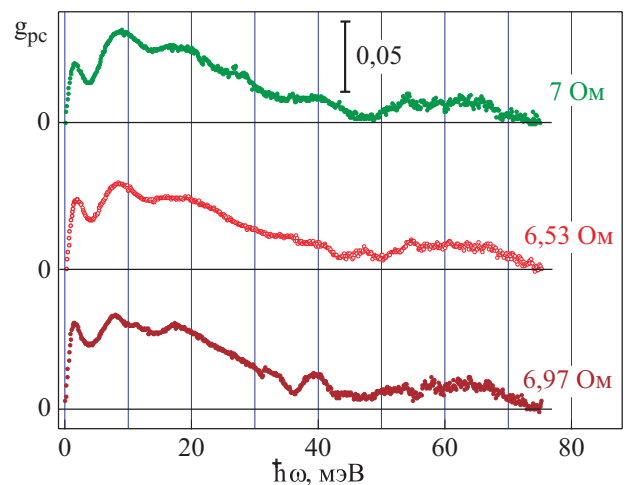


Рис. 3. Микроконтактные функции ЭФВ в $2Hn-TaSe_2$, восстановленные из микроконтактных спектров на рис. 1.

системы и могут характеризовать смягчение или ужесточение фононного спектра при переходе из одного состояния в другое. Они равняются (в единицах $\hbar\omega$) 7,1; 7,2; 7,2 и 13,8; 14; 13,6 мэВ соответственно для кривых на рис. 3.

Знание среднеквадратичной частоты фононного спектра позволяет определить дебаевскую частоту и дебаевскую температуру для данного соединения, используя соотношения, предложенные в работе [41]:

$$\omega_D = \left(\frac{3}{2} \langle \omega^2 \rangle \right)^{1/2}, \quad \Theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B}.$$

В итоге получим следующие значения температуры Дебая Θ_D для зависимостей, представленных на рис. 3: 196, 199 и 193 К. Поскольку из-за влияния микроконтактного фактора снижается интенсивность высокочастотной части спектра по сравнению с зависимостью плотности фононных состояний, микроконтактный метод дает обычно немного меньшие значения температуры Дебая, чем величина, полученная из результатов измерения температурной зависимости удельной теплоемкости [28]. Исходя из этого факта, можно считать, что определенные нами значения хорошо коррелируют с величиной $\Theta_D = 202$ К, полученной из измерений удельной теплоемкости в кристаллах 2Na-TaSe_2 [42].

Таким образом, в настоящей работе с помощью метода микроконтактной спектроскопии непосредственно исследован спектр электрон-фононного взаимодействия в слоистом квазидвумерном дихалькогениде 2Na-TaSe_2 . Впервые определена функция ЭФВ в данном соединении. Хорошая воспроизводимость результатов подтверждена расчетами важных интегральных параметров электрон-фононной системы исследованного вещества.

Авторы выражают благодарность С.Б. Феодосьеву за обсуждение результатов и полезные комментарии.

1. W.C. Tonjes, V.A. Greanya, R. Liu, C.G. Olson, and P. Molinié, *Phys. Rev.* **B63**, 235101 (2001).
2. T. Valla, A.V. Fedorov, P.D. Jonson, P.-A. Glans, C. McGuinness, K.E. Smith, E.Y. Andrei, and H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086401 (2004).
3. R.L. Barnet, A. Polkovnikov, E. Demler, W.G. Yin, and W. Ku, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 026406 (2006).
4. D.W. Shen, B.P. Xie, J.F. Zhao, L.X. Yang, L. Fang, J. Shi, R.H. He, D.H. Lu, H.H. Wen, and D.L. Feng, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 216404 (2007).
5. S. Borisenko, A. Kordyuk, A. Yaresko, V. Zabolotnyy, D. Inosov, R. Schuster, B. Büchner, R. Follath, L. Patthey, and H. Berger, *Phys Rev Lett.* **100**, 196402 (2008).
6. V. Vescoli, L. Degiorgi, H. Berger, and L. Forro, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 453 (1998).
7. P. Molinié, A. Leblanc, E. Faulques, Z. Ouili, J.-C. Jumas, and C. Ayache, in: *Spectroscopy of Superconducting Ma-*

terials, E. Faulques (ed.), *ACS Symposium Series 730*, Oxford University Press, Washington D.C. (1999), ch.2, p. 21.

8. G.V. Kamarchuk, P.N. Chubov, V.A. Gudimenko, P. Molinié, A. Leblanc-Soreau, and E.C. Faulques, in: *Spectroscopy of Emerging Materials*, E.C. Faulques, D.L. Perry, and A.V. Yermenko (eds.), *NATO Science Series*, Kluwer Academic Publishers, 289 (2004).
9. R. Huisman, R. de Jonge, C. Haas, and F. Jellinek, *J. Solid State Chem.* **3**, 56 (1971).
10. J.A. Wilson, F.J. DiSalvo, and S. Mahajan, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 882 (1974).
11. Л.Н. Булаевский, *УФН* **120**, вып. 2, 259 (1976).
12. A. Leblanc, M. Danot, and J. Rouxel, *Bull. Soc. Chim. Fr.* **1**, 87 (1969).
13. J. Rouxel, A. Leblanc, and A. Royer, *Bull. Soc. Chim. Fr.* **6**, 2019 (1971).
14. S. Wittingham, *Prog. Solid State Chem.* Pergamon press, UK (1978), v. 12, p. 41.
15. G.V. Kamarchuk, A.V. Khotkevich, V.M. Bagatsky, V.G. Ivanov, P. Molinié, A. Leblanc, and E.C. Faulques, *Phys. Rev.* **B63**, 073107 (2001).
16. Г.В. Камарчук, А.В. Хоткевич, В.М. Багацкий, P. Molinié, A. Leblanc, and E. Faulques, *ФНТ* **27**, 73 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 56 (2001)].
17. И.А. Господарев, А.В. Еременко, Т.В. Игнатова, Г.В. Камарчук, И.Г. Колобов, П.А. Минаев, Е.С. Сыркин, С.Б. Феодосьев, В.Д. Филь, А. Soreau-Leblanc, P. Molinié, and E.C. Faulques, *ФНТ* **29**, 205 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 151 (2003)].
18. D.E. Moncton, J.D. Axe, and F.J. DiSalvo, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 734 (1975).
19. D. Jérôme, C. Berthier, P. Molinié, and J. Rouxel, *J. Phys.* **37**, C4-125 (1976).
20. C. Berthier, P. Molinié, and D. Jérôme, *Solid. State Commun.* **18**, 1393 (1976).
21. *Structural Phase Transitions in Layered Transition Metal Compounds*, K. Motisuki (ed), published by D. Reidel, Dordrecht, Holland (1986).
22. T. Kumakura, H. Tan, T. Handa, M. Morishita, and H. Fukuyama, *Czechoslovak J. Phys.* **46**, 2611 (1996).
23. K.I. Yokota, G. Kurata, T. Matsui, and H. Fukuyama, *Physica* **B284-288**, 551 (2000).
24. И.К. Янсон, *ЖЭТФ* **66**, 1035 (1974).
25. A.V. Khotkevich and I.K. Yanson, *Atlas of Point Contact Spectra of Electron-Phonon Interactions in Metals*, Kluwer Academic Publishers: Boston/Dordrecht/London (1995).
26. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977).
27. Yu.G. Naidyuk and I.K. Yanson, *Point-Contact Spectroscopy*, Springer Verlag, New York (2004).
28. А.В. Хоткевич, *Дисс. докт. физ.-мат. наук*, ФТИНТ, Харьков (1990).
29. П.Н. Чубов, И.К. Янсон, А.И. Акименко, *ФНТ* **8**, 64 (1982) [*Sov. Low Temp. Phys.* **8**, 32 (1982)].
30. Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, А.В. Хоткевич, П.Н. Чубов, И.К. Янсон, А.с. 1631626 СССР, М. Кл.5 Н 01 L 21/28. *Устройство для получения охлаждаемого точечного контакта между металлическими электродами*, опубл. 28.02.91, Бюл. № 8.

31. Р.И. Шехтер, И.О. Кулик, *ФНТ* **9**, 46 (1983) [*Sov. Low Temp. Phys.* **9**, 22 (1983)].
32. Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, М.А. Оболенский, В.В. Фисун, *ФНТ* **11**, 925 (1985) [*Sov. Low Temp. Phys.* **11**, 510 (1985)].
33. Л.Ф. Рыбальченко, И.К. Янсон, Н.Л. Бобров, В.В. Фисун, *ФНТ* **7**, 169 (1981) [*Sov. Low Temp. Phys.* **7**, 82 (1981)].
34. Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, И.К. Янсон, *ФНТ* **13**, 611 (1987) [*Sov. Low Temp. Phys.* **13**, 344 (1987)].
35. S. Sugai and K. Murase, *Phys. Rev.* **B25**, 2418 (1982).
36. D.E. Moncton, J.D. Axe, and F.J. DiSalvo, *Phys. Rev.* **B16**, 801 (1977).
37. J.E. Smith, Jr., J.C. Tsang, and M.W. Shafer, *Solid State Commun.* **19**, 283 (1976).
38. И.К. Янсон, Н.Н. Грибов, О.И. Шклярский, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 159 (1985).
39. G.V. Kamarchuk, A.V. Khotkevich, V.M. Bagatsky, and A.V. Kravchenko, in: *Spectroscopy of Superconducting Materials*, E. Faulques (ed.), *ACS Symposium Series* **730**, Oxford University Press, Washington D.C. (1999), ch. 14, p. 196.
40. И.Ф. Ицкович, И.О. Кулик, Р.И. Шехтер, *ФНТ* **13**, 1166 (1987) [*Sov. Low Temp. Phys.* **13**, 659 (1987)].
41. F.J. Pinski, P.B. Allen, and W.H. Butler, *Phys. Rev.* **B23**, 5080 (1981).
42. J.M.E. Harper, T.H. Geballe, and F.J. DiSalvo, *Phys. Rev.* **B15**, 2943 (1977).

Electron–phonon interaction function in the layered dichalcogenide $2H\text{a-TaSe}_2$

G.V. Kamarchuk, A.V. Khotkevich, A.V. Savitsky, P. Molinié, A. Leblanc, and E. Faulques

The electron–phonon interaction spectrum of the layered quasi-two-dimensional dichalcogenide $2H\text{a-TaSe}_2$ was investigated experimentally by using the point-contact spectroscopy method. The measurements were carried out on the $2H\text{a-TaSe}_2/\text{Cu}$ heterocontacts. The recorded point-contact spectra exhibited the effects of electron–phonon interaction in the spectral regime of current flow and electron state delocalization in the point contacts area at small elastic mean free paths of electrons. The electron–phonon interaction function for this compound was determined for the first time. Good reproducibility of the results was confirmed by the calculations of fundamental integral parameters of the electron–phonon system of the substance under investigation.

PACS: 71.45.Lr Charge-density-wave systems;
63.20.kd Phonon–electron interactions;
85.30.Hi Surface barrier, boundary, and point contact devices.

Keywords: layered quasi-two-dimensional conductors, transition metal dichalcogenides, point-contact spectroscopy, electron–phonon interaction.