

# Особенности электропроводности в несоизмеренной фазе интеркалированного соединения графита $C_{10}HNO_3$

© А.М. Зиятдинов

Институт химии Дальневосточного отделения Российской академии наук,  
690022 Владивосток, Россия

E-mail: chemi@online.ru

(Поступила в Редакцию 25 октября 1999 г.)

Исследованы электропроводности и спиновый резонанс на электронах проводимости (СРЭП) 2-й стадии  $\alpha$ -модификации акцепторного интеркалированного соединения графита (ИСГ) с азотной кислотой  $C_{10}HNO_3$ . Обнаружено отсутствие температурной зависимости электропроводности вдоль оси  $c$  ( $\sigma_c$ ) в структурно-несоизмеренной фазе соединения при сохранении в этой фазе "металлической" температурной зависимости электропроводности вдоль углеродных слоев ( $\sigma_a$ ). Из анализа температурных зависимостей  $\sigma_a$ ,  $\sigma_c$  и ширины линии СРЭП сделан вывод, что в несоизмеренной фазе изученных ИСГ электропроводность вдоль оси  $c$  реализуется посредством незонного механизма, которым может быть механизм переноса свободных носителей заряда по тонким высокопроводящим каналам, шунтирующим примыкающие к интеркалату слои углерода.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-03-33346).

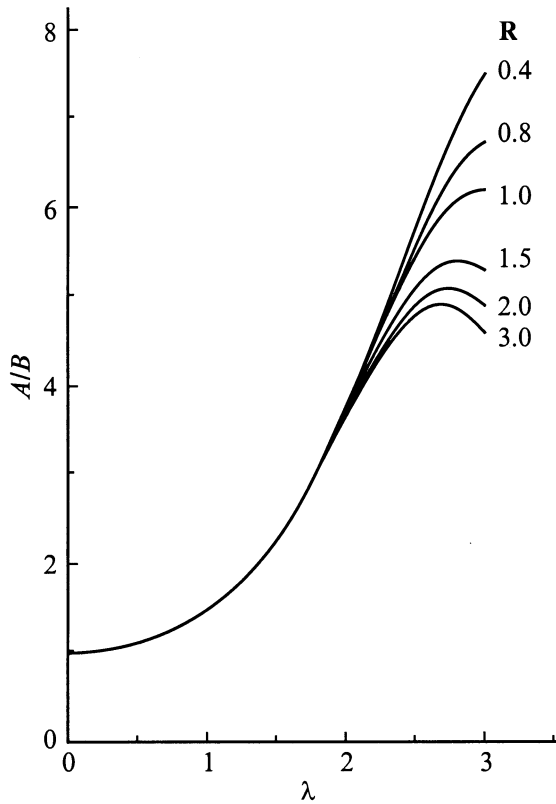
Интеркалированные соединения графита (ИСГ) представляют собой чередующуюся последовательность  $n$  гексагональных слоев графита ( $n$  — индекс стадии) и слоя "гостевых" атомов или молекул (интеркалат). Интеркалируя графит различными химическими веществами и варьируя их концентрацию, можно контролируемым образом менять знак и концентрацию свободных носителей заряда на углеродной сетке и, как следствие, электрические, магнитные и др. свойства материала [1,2]. Одним из наиболее широко исследуемых свойств ИСГ является их электропроводность, прежде всего, благодаря трем ее замечательным особенностям, обнаруженным в акцепторных ИСГ: 1) высокой проводимости в базовой плоскости  $\sigma_a$ , сопоставимой в некоторых соединениях с проводимостью меди при комнатной температуре [1,3]; 2) большому значению отношения  $\sigma_a$  к электропроводности вдоль оси  $c$  ( $\sigma_a/\sigma_c$ ), достигающему в большинстве соединений величин  $\sim 10^5$  [1,4–6]; 3) металлическому типу температурной зависимости  $\sigma_c$  в соединениях с малым индексом стадии (обычно  $n \leq 3$ ) [1,5–7]. Последнее свойство электропроводности акцепторных ИСГ привлекает к себе особенно большое внимание, поскольку само значение  $\sigma_c$  в этих соединениях в десятки раз меньше фундаментального критического значения электронной проводимости, ниже которого, согласно критерию Иоффе–Регеля [8], электроны проводимости локализуются. С этим свойством  $\sigma_c$ -проводимости трудно увязать и то, что ее значениям при комнатной температуре, лежащим в интервале от 0.1 до  $10 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  [1,4–7], по классической формуле Друде отвечают средние длины свободного пробега электронов  $< 1 \text{ \AA}$ , что почти на порядок меньше типичных расстояний между примыкающими к интеркалату слоями углерода в акцепторных ИСГ [1,2]. В настоящее время нет общепризнанной теории  $\sigma_c$ -проводимости в акцепторных

ИСГ. Для объяснения свойств  $\sigma_c$ -проводимости, включая и упомянутые выше, в литературе были предложены взаимоисключающие модели, в которых постулируется либо незонное [6,9–14], либо зонное [15–17] ее происхождение. Поэтому поиск и изучение новых свойств  $\sigma_c$ -проводимости в акцепторных ИСГ, которые могут помочь понять ее происхождение, являются важными этапами на пути создания теории переноса свободных носителей заряда вдоль оси  $c$  в этих синтетических проводниках.

В настоящей работе сообщается об обнаружении и результатах исследований во 2-й стадии  $\alpha$ -модификации акцепторного ИСГ  $C_{10}HNO_3$  ранее неизвестной особенности  $\sigma_c$ -проводимости, заключающейся в отсутствии ее температурной зависимости в структурно-несоизмеренной фазе соединения (при сохранении в этой фазе "металлической" температурной зависимости  $\sigma_a$ -проводимости). Структурно-несоизмеренная фаза  $C_{10}HNO_3$  формируется ниже  $T_c \sim 250 \text{ K}$  в результате кристаллизации двумерных жидкообразных слоев  $HNO_3$  и устойчива до "lock-in"-перехода при  $T_{-i} \sim 210 \text{ K}$  [18,19].

## 1. Эксперимент

Все пластинки высокоориентированного пиролитического графита, использованные для синтеза 2-й стадии  $\alpha$ -модификации ИСГ с азотной кислотой ( $C_{10}HNO_3$ ), были вырезаны из одного бруска графита с проводимостью в базовой плоскости, равной  $(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ , и имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами: ширина ( $l$ )  $\times$  высота ( $h$ )  $\times$  толщина ( $d$ ), где  $l \times h$  — площадь базовой грани. Точность определения размеров пластинок была  $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ cm}$ . Синтез



**Рис. 1.** Зависимость параметра асимметрии первой производной ЭПР-поглощения  $A/B$  от  $\lambda = L/\delta$  ( $L$  — толщина пластинки,  $\delta$  — глубина скин-слоя) для различных значений  $R = (T_D/T_2)^{1/2}$  ( $T_D$  — время диффузии спина сквозь скин-слой,  $T_2$  — время спин-решеточной релаксации).

$\text{C}_{10}\text{HNO}_3$  проводился в "дымящейся" азотной кислоте с плотностью  $\rho = 1.565 \text{ g/cm}^3$ . Стадия ИСГ определялась методом рентгеновской дифракции на приборе ДРОН-3.0 ( $\text{CuK}\alpha$  — излучение).

Измерения  $\sigma_a$  пластинок ИСГ  $\text{C}_{10}\text{HNO}_3$  были выполнены бесконтактным индукционным методом на установке, аналогичной описанной в [20]. В этом методе значение электропроводности исследуемого проводника определяется путем сравнения величин изменений индуктивности измерительной ячейки после внесения в нее поочередно пластинок исследуемого и эталонного проводников.

Измерения  $\sigma_c$  также были выполнены бесконтактным методом. В основе бесконтактного метода измерения  $\sigma_c$  лежит известный из теории спинового резонанса на электронах проводимости (СРЭП) [21,22] факт независимости в образцах с размерами порядка скин-слоя значения параметра асимметрии  $A/B$  первой производной линии поглощения СРЭП (равной отношению пиковых интенсивностей ее более интенсивного крыла  $A$  к менее интенсивному крылу  $B$ ) от скорости диффузии носителей тока (рис. 1). В таких образцах значение  $A/B$  определяется только их электропроводностью и частотой микровол-

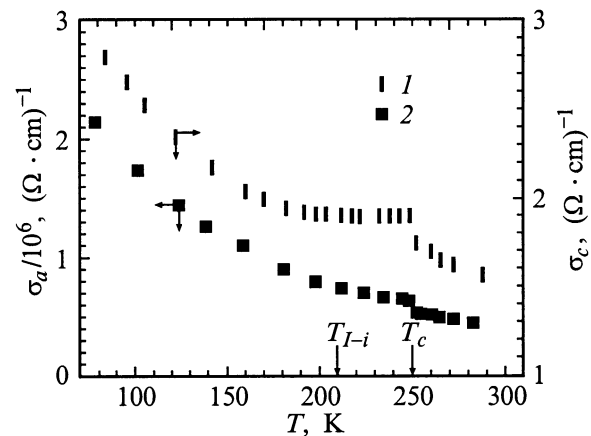
нового поля спектрометра. В пластинках акцепторных ИСГ в силу большой анизотропии электропроводности вкладом в СРЭП областей, прилегающих к их базовым граням, можно пренебречь [22,23]. Поэтому при известной частоте микроволнового поля по  $A/B$  сигнала СРЭП пластинки акцепторного ИСГ с размерами  $l/\delta_c \leq 2$  ( $\delta_c$  — толщина скин-слоя, определяемого  $\sigma_c$ ) с помощью номограммы, представленной на рис. 1, можно однозначно определить  $\sigma_c$ . Оба использованных метода измерения электропроводности лишены ряда недостатков, характерных для контактных способов измерения электропроводности (проблемы контактов, паразитных токов и др.). Точность измерения  $\sigma_a$ - и  $\sigma_c$ -проводимостей была  $\sim 10^5$  и  $\sim 0.1 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  соответственно.

Для оценки времен столкновительной релаксации носителей тока в различных фазах  $\text{C}_{10}\text{HNO}_3$  в ЭПР-экспериментах, нацеленных на определение  $\sigma_c$ -проводимости, одновременно фиксировалось и значение ширины сигнала СРЭП. Сигналы СРЭП пластинок  $\text{C}_{10}\text{HNO}_3$  записывались на спектрометре марки ESR-231 (производство АН ГДР) в  $X$ -диапазоне частот.

Температурные исследования  $\sigma_a$ - и  $\sigma_c$ -проводимостей были выполнены в интервале температур 77–300 К на пластинках ИСГ с геометрическими размерами  $0.4 \times 0.4 \times 0.02$  и  $0.04 \times 0.4 \times 0.02 \text{ cm}$  соответственно. Изменение температуры во всех экспериментах осуществлялось путем регулировки скорости и температуры потока газообразного азота, протекающего через кварцевый дьюар с образцом. Точность измерения и поддержания температуры была  $\sim 0.5 \text{ K}$  и  $\sim 1 \text{ deg/h}$  соответственно.

## 2. Результаты

На рис. 2 представлены результаты исследований электропроводности ИСГ  $\text{C}_{10}\text{HNO}_3$  в температурном интервале, охватывающем интервал существования его несоразмерной фазы. Из этого рисунка видно, что  $\sigma_a$



**Рис. 2.** Зависимости  $\sigma_c$  (1) и  $\sigma_a$  (2) от температуры для пластинок ИСГ  $\text{C}_{10}\text{HNO}_3$ .

при понижении температуры увеличивается независимо от агрегатного состояния интеркалата и структурной модификации его кристаллической фазы. Вне интервала существования несоразмерной фазы  $\sigma_c$ -проводимость также имеет металлический тип температурной зависимости. В структурно-несоразмерной фазе исследуемого соединения  $\sigma_c$  в пределах точности измерений не зависит от температуры. При кристаллизации (плавлении) подсистемы внедренных молекул обе рассматриваемые проводимости ИСГ скачкообразно увеличиваются (уменьшаются). Качественные виды температурных зависимостей  $\sigma_a$  и  $\sigma_c$  не зависят от направления изменения температуры и номера термоциклирования пластинки  $C_{10}HNO_3$  в интервале, включающем температурный интервал существования его несоразмерной фазы.

Сигнал СРЭП пластинки ИСГ  $C_{10}HNO_3$  при комнатной температуре характеризуется:  $g_{\parallel} = 2.0023 \pm 0.0002$ ,  $g_{\perp} = 2.0028 \pm 0.0002$ ,  $\Delta H_{\parallel} = (0.38 \pm 0.02) \times 10^{-4}$  и  $\Delta H_{\perp} = (0.36 \pm 0.02) \times 10^{-4}$  Т. Здесь  $g_{\parallel}$  ( $\Delta H_{\parallel}$ ) и  $g_{\perp}$  ( $\Delta H_{\perp}$ ) — значения  $g$ -тензора (ширины на полувысоте пика  $A$ ) сигнала СРЭП соответственно при ориентации внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$  вдоль и перпендикулярно оси  $c$ . При кристаллизации интеркалата сигнал СРЭП уширяется в 2–3 раза. Направление осевой симметрии спектра и значения  $g$ -тензора не зависят от агрегатного состояния подсистемы интеркалата.

### 3. Обсуждение результатов

В теории незонного переноса свободных носителей заряда вдоль оси  $c$  в акцепторных ИСГ полагают [6,9–14], что причиной металлического типа температурной зависимости  $\sigma_c$ -проводимости в соединениях низших стадий ( $n \leq 3$ ) является то, что в них при всех температурах основной вклад в указанную проводимость вносит механизм переноса заряда по очень тонким, высокопроводящим путям (каналам), шунтирующим ближайшие, через интеркалат, слои графита. Согласно Сузуки [14], величина этого вклада в  $\sigma_c$ -проводимость равна [14]

$$\sigma_c = \frac{16e^2}{\hbar^3} m^* d_l V_0^2 \left( \frac{N_c}{\Gamma} \right), \quad (1)$$

где  $V_0$  — матричный элемент потенциала рассеяния,  $N_c$  — число проводящих каналов на одну элементарную ячейку,  $m^*$  — эффективная масса носителей тока в базовой плоскости,  $d_l$  — расстояние между ближайшими, через интеркалат, слоями графита,  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка и  $\Gamma/\hbar$  — сумма скоростей релаксации носителей тока в базовой плоскости вследствие фононного и примесного рассеяний:  $\Gamma = \Gamma_{ph} + \Gamma_I$ . При высоких температурах  $\Gamma/\hbar$  с хорошей точностью можно считать равным скорости релаксации носителей тока в базовой плоскости  $\Gamma_a/\hbar$ , связанной с  $\sigma_a$  [13,14].

В зонной модели  $\sigma_c$ -проводимости полагают [15–17], что ее причиной является слабое перекрытие волновых функций состояний носителей тока в ближайших, через интеркалат, слоях углерода. В этом случае [15,17]

$$\sigma_c \propto \frac{e^2}{\hbar} d_l \left( \frac{B^2}{\Gamma} \right), \quad (2)$$

где  $B$  — значение резонансного интеграла, связывающего состояния носителей тока в примыкающих к интеркалату слоях углерода, а остальные обозначения имеют тот же смысл, что и в (1). Из сравнения анизотропии электропроводности в ряде ИСГ было найдено [15,17], что

$$B \propto \exp(-d_l/d_0),$$

где  $d_0 = 0.71 \text{ \AA}$ .

При пренебрежении температурными изменениями  $d_l$  и  $V_0$  из (1) и (2) следует, что  $\sigma_c$  в некотором температурном диапазоне может оставаться постоянным при наличии температурной зависимости  $\Gamma$  ( $\propto \Gamma_a$ ), а значит, и  $\sigma_a$ , только в том случае, если в этом диапазоне имеет место взаимная компенсация ее изменений, вызванных температурными изменениями  $\Gamma$  и  $B^2$  (в зонной модели) или  $\Gamma$  и  $N_c$  (в незонной модели). В рамках зонной модели  $\sigma_c$ -проводимости ИСГ найти физически правдоподобный механизм, который бы обеспечил требуемые для ее постоянства температурные изменения  $\Gamma$  и  $B$ , невозможно. В то же время для незонного механизма  $\sigma_c$ -проводимости ИСГ по тонким высокопроводящим каналам несложно указать причину, из-за которой в некоторых фазах ИСГ отношение ( $N_c/\Gamma$ ), определяющее согласно (1) эту проводимость, может не реагировать на изменение температуры. Такой причиной может быть высокая концентрация структурных дефектов  $N_d$  в этих фазах, когда значение  $\Gamma/\hbar$  в первом приближении определяют только процессы рассеяния носителей тока на дефектах, т.е.  $\Gamma/\hbar \cong \Gamma_I/\hbar \propto N_d$ . Поскольку, согласно представлениям авторов незонных моделей [6,9–14],  $N_c \propto N_d$ , то очевидно, что в фазах ИСГ с высоким содержанием дефектов отношение  $N_c/\Gamma$ , а значит, согласно (1), и  $\sigma_c$ , могут не проявлять температурную зависимость. Из сказанного с учетом того, что  $\sigma_a \propto (N_d)^{-1}$ , следует, что отсутствие температурной зависимости  $\sigma_c$  в несоразмерной фазе  $C_{10}HNO_3$  при наличии таковой у  $\sigma_a$  можно объяснить появлением в образце при несоразмерной кристаллизации интеркалата новых структурных дефектов, концентрация которых убывает вместе с температурой. Укажем, что мысль о более дефектном строении  $C_{10}HNO_3$  в твердой фазе интеркалата косвенно подтверждает и наблюдаемое при кристаллизации интеркалата уширение сигнала СРЭП в 2–3 раза.

Новые дефекты в кристаллической фазе подсистемы интеркалата могут быть обусловлены его доменным строением. Например, твердая фаза интеркалата может представлять собой совокупность нескольких типов двумерных ориентационных доменов, границы (стенки)

между которыми и образуют один из видов структурных дефектов, присущих этой фазе. В принципе, указанные дефекты могут быть причиной появления новых тонких проводящих каналов вдоль оси  $c$  при кристаллизации интеркалата. Однако, надо полагать, не всех, потому что появлением подобных дефектов при фазовом переходе можно объяснить только сам скачок  $\sigma_c$  и (при их достаточно большой концентрации) — отсутствие температурной зависимости  $\sigma_c$  ниже температуры перехода. Однако появление таких дефектов не может объяснить сохранение в твердой фазе интеркалата "металлической" температурной зависимости  $\sigma_a$ -проводимости, поскольку нет данных, указывающих на то, что их концентрация зависит от температуры. В то же время известно [24,25], что в модулированных фазах кристаллов наряду с ориентационными доменами могут присутствовать также широкие доменные стенки, разделяющие трансляционные домены ("полосатые домены") и структурные солитоны, концентрация которых убывает по мере приближения к температуре "lock-in"-перехода. Согласно рентгеноструктурным данным  $C_{10}HNO_3$  [19], подобные структурные несовершенства могут реализоваться и в этом ИСГ ниже температуры кристаллизации интеркалата. Данные исследований  $C_{10}HNO_3$  методом квазиупругого рассеяния нейтронов [26] подтверждают этот вывод и, кроме того, свидетельствуют об уменьшении концентрации "полосатых доменов" при приближении к температуре "lock-in"-перехода. Следовательно, если в несоизмерной фазе рассматриваемого ИСГ  $\Gamma_{ph} \gg \Gamma_I$ , а некоторая часть образующихся при кристаллизации интеркалата высокопроводящих каналов порождена "полосатыми доменами" или структурными солитонами в слоях интеркалата, то уменьшение концентрации последних при приближении к температуре "lock-in"-перехода может быть причиной увеличения  $\sigma_a$ , происходящего при неизменном  $\sigma_c$ . Из сказанного выше также следует, что в некоторых фазах ИСГ "металлическая" температурная зависимость  $\sigma_a$ , вообще говоря, может быть связана не с уменьшением амплитуды тепловых колебаний атомов в слоях углерода и интеркалата, а обусловлена процессами структурного упорядочения в подсистеме интеркалата.

Кристаллизация подсистемы интеркалата в  $C_{10}HNO_3$  инициирует также изменение его электронного строения [27], одним из следствий которого является увеличение плотности состояний на уровне Ферми [28]. Последний результат дает основание интерпретировать скачкообразное приращение  $\sigma_a$  при кристаллизации интеркалата в этом ИСГ (рис. 2) как обусловленное увеличением концентрации носителей тока, перекрывающим ожидаемое уменьшение этой проводимости из-за уменьшения подвижности носителей тока (вызванного увеличением концентрации дефектов).

Ранее в литературе вопрос о поиске и изучении возможных особенностей электропроводности в несоизмерных фазах ИСГ не ставился. В то же время анализ литературы показал, что среди ИСГ, у которых была

изучена температурная зависимость  $\sigma_c$ , есть и несколько соединений со структурно-несоизмерной фазой. Это акцепторные ИСГ 3, 4 и 6-й стадий с  $SbCl_5$  [29], в которых подсистема интеркалата при  $T \approx 210$  К испытывает фазовый переход в структурно-несоизмерное состояние [30]. Во всех указанных ИСГ абсолютное значение температурного коэффициента электропроводности при фазовом переходе в структурно-несоизмерное состояние резко уменьшается и остается небольшим, а в соединениях 3-й и 4-й стадий фактически отсутствует в широком температурном диапазоне ниже температуры перехода. Эти факты наводят на мысль, что обнаруженная в несоизмерной фазе  $C_{10}HNO_3$  температурная инвариантность  $\sigma_c$  может быть свойством, присущим всем структурно-несоизмерным фазам акцепторных ИСГ.

В заключение с помощью (1) оценим концентрацию тонких высокопроводящих каналов в несоизмерной фазе  $C_{10}HNO_3$  непосредственно после кристаллизации интеркалата. Для этого пренебрежем возможным отличием  $\Gamma$  от  $\Gamma_a$  и будем считать, что последний можно определить из известного выражения Друде  $\sigma_a = Ne^2/(\Gamma_a/\hbar)m^*$  ( $N$  — концентрация носителей тока). Тогда, подставив в (1) следующий набор параметров:  $\sigma_c = 1.9$ ,  $\sigma_a = 8 \times 10^5 \Omega^{-1}cm^{-1}$ ,  $V_0 = (2-3) \times 10^{-2} eV$  [11,13,14],  $N = 1.02 \times 10^{21} cm^{-3}$  [31],  $d_i = 7.80 \text{ \AA}$  и  $m^* = (0.06-0.32) \times m_0$  [32,33-37] ( $m_0$  — масса свободного электрона), получаем  $N_i = (1.1-65) \times 10^{-5}$ . (Использованные при вычислении  $N_i$  значения  $\sigma_c$ ,  $\sigma_a$  и  $d_i$  были определены автором. Значения  $V_0$  и  $m^*$  для ИСГ с азотной кислотой не известны. Поэтому при оценке  $N_i$  были выбраны известные из литературы минимальные и максимальные значения этих параметров в других ИСГ акцепторного типа). Отметим, что, по оценкам Сузуки [14], значение  $N_i$  во 2-й стадии ИСГ с  $MoCl_5 \sim 5 \times 10^{-5}$ . Как видно, несмотря на различную природу интеркалата, значение  $N_i$  в этом ИСГ находится внутри оценочного интервала ее значений в несоизмерной фазе  $C_{10}HNO_3$ .

Таким образом, данные по электропроводности ИСГ  $C_{10}HNO_3$  и их анализ позволяют сделать вывод о незонной природе  $\sigma_c$ -проводимости в структурно-несоизмерной фазе этого соединения. Механизмом, обеспечивающим перенос свободных носителей заряда вдоль оси  $c$  в этой фазе соединения, может быть транспорт заряда по тонким высокопроводящим каналам, шунтирующим примыкающие к интеркалату слои углерода.

Автор выражает признательность своим коллегам Н.М. Мищенко и В.В. Серее за помощь при проведении температурных съемок электропроводности, Л.Б. Непомнящему (НИИ Графит, Москва) за предоставленные образцы графита и профессору К. Сугихара из университета Нихон (Япония, г. Чiba) за проявленный интерес к работе и полезные замечания.

## Список литературы

- [1] M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus. *Adv. Phys.* **30**, 2, 139 (1981).
- [2] S.A. Solin, H. Zabel. *Adv. Phys.* **37**, 2, 87 (1988).
- [3] G.M.T. Foley, C. Zeller, E.R. Falardeau, F.L. Vogel. *Solid State Commun.* **24**, 4, 371 (1977).
- [4] A.R. Ubbelohde. *Proc. R. Soc. (London)* **A327**, 2, 289 (1972).
- [5] A.R. Ubbelohde. *Synth. Metals* **1**, 1, 13 (1979/1980).
- [6] D.T. Morelli, C. Uher. *Phys. Rev.* **B27**, 4, 2477 (1983).
- [7] E. McRae, J.F. Mareche. *J. Mater. Res.* **3**, 1, 75 (1988).
- [8] A.F. Ioffe, A.R. Regel. *Prog. Semicond.* **4**, 237 (1960).
- [9] K. Sugihara. *Phys. Rev.* **B29**, 10, 5872 (1984).
- [10] S. Shimamura. *Synth. Met.* **12**, 1–2, 365 (1985).
- [11] K. Sugihara. *Phys. Rev.* **B37**, 9, 4752 (1988).
- [12] K. Matsubara, K. Sugihara, T. Tsuzuku. *Phys. Rev.* **B41**, 2, 969 (1990).
- [13] K. Sugihara. *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 2, 624 (1993).
- [14] M. Suzuki, C. Lee, I.S. Suzuki, K. Matsubara, K. Sugihara. *Phys. Rev.* **B54**, 23, 17128 (1996).
- [15] R.S. Markiewicz. *Solid State Commun.* **57**, 4, 237 (1986).
- [16] H. Zaleski, W.R. Datars. *Phys. Rev.* **B35**, 14, 7690 (1987).
- [17] R.S. Markiewicz. *Phys. Rev.* **B37**, 11, 6453 (1988).
- [18] D.E. Nixon, G.S. Parry, A.R. Ubbelohde. *Proc. R. Soc. (London)* **A291**, 2, 324 (1966).
- [19] E.J. Samuelsen, R. Moret, H. Fuzellier, M. Klatt, M. Lelaurain, A. Herold. *Phys. Rev.* **B32**, 1, 417 (1985).
- [20] L.A. Pendry, C. Zeller, F.L. Vogel. *J. Mater. Sci.* **15**, 11, 2103 (1980).
- [21] H. Kodera. *J. Phys. Soc. Jpn.* **28**, 1, 89 (1970).
- [22] M. Saint-Jean, E. McRae. *Phys. Rev.* **B43**, 5, 3969 (1991).
- [23] A.M. Ziatdinov, N.M. Mishchenko. *Solid State Commun.* **97**, 12, 1085 (1996).
- [24] R.A. Cowley, A.J. Bruce. *J. Phys.* **C11**, 17, 3577 (1978).
- [25] P. Bak. *Rep. Prog. Phys.* **45**, 6, 587 (1982).
- [26] F. Batallan, I. Rosenman, A. Magerl, H. Fuzellier. *Phys. Rev.* **B32**, 7, 4810 (1985).
- [27] A.M. Зиятдинов, Ю.М. Николенко. *ФТТ* **35**, 8, 2259 (1993).
- [28] A.M. Ziatdinov, N.M. Mishchenko. *Science and Technology of Carbon. Ext. Abstracts / Ed. by Eurocarbon Group. France, Strasbourg (1998). Vol. I. P. 775.*
- [29] C. Uher, D.T. Morelli. *Mat. Res. Soc.* **20**, 163 (1983).
- [30] H. Homma, R. Clarke. *Phys. Rev.* **B31**, 9, 5865 (1985).
- [31] F.L. Vogel, H. Fuzellier, C. Zeller, E.J. McRae. *Carbon.* **17**, 3, 255 (1979).
- [32] E. Mendez, T.C. Chieu, N. Kambe, M.S. Dresselhaus. *Solid State Commun.* **33**, 8, 837 (1980).
- [33] W.R. Datars, P.K. Ummat, H. Aoki, S. Uji. *Phys. Rev.* **B48**, 24, 18174 (1993).
- [34] V.A. Kulbachinskii, S.G. Ionov, S.A. Lapin, V.V. Avdeev, E.A. Kamenskaya, A. De Visser. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **245**, 1, 31 (1994).
- [35] V.A. Kulbachinskii, S.G. Ionov, S.A. Lapin, V.V. Avdeev. *J. Phys. France* **2**, 10, 1941 (1992).
- [36] G. Wang, P.K. Ummat, W.R. Datars. *Phys. Rev.* **B47**, 7, 3864 (1993).
- [37] T.R. Chien, D. Marchesan, P.K. Ummat, W.R. Datars. *J. Phys.: Condens. Matter.* **6**, 5, 3031 (1994).