

## Экспериментальное исследование процессов теплопереноса для макрочастиц в пылевой плазме

В. Е. Фортов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, И. А. Шахова, А. В. Гавриков, Ю. В. Хрусталев<sup>1)</sup>

Институт теплофизики экстремальных состояний РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 апреля 2005 г.

После переработки 7 сентября 2005 г.

Приведены результаты экспериментального исследования процессов теплопереноса в жидкостных пылевых структурах. Эксперименты проводились для частиц окиси алюминия в плазме ВЧ разряда. По результатам анализа стационарного и нестационарного процессов теплопереноса восстановлены коэффициенты теплопроводности и температуропроводности для пылевой компоненты плазмы. Получена температурная зависимость этих коэффициентов, которая качественно согласуется с результатами численного моделирования, выполненного для простых одноатомных жидкостей.

PACS: 52.25.-b, 82.70.Db

Физические свойства неидеальных диссипативных систем представляют значительный интерес в различных областях науки и техники (гидродинамика, физика плазмы, медицина, физика и химия полимеров и т.д.) [1–5]. Основная проблема при изучении таких систем связана с отсутствием последовательной теории жидкости, которая могла бы объяснять ее термодинамические свойства, описывать явления тепло- и массопереноса для широкого диапазона параметров жидкого состояния вещества и т.д. Лабораторная пылевая плазма является хорошей экспериментальной моделью для изучения свойств неидеальных систем [5–8]. Такая плазма представляет собой частично ионизованный газ с заряженными частицами конденсированной фазы (макрочастицами), которые могут быть зарегистрированы видеокamerой, что позволяет проводить исследования различных физических процессов на кинетическом уровне и проводить прямые измерения коэффициентов переноса (таких, как коэффициенты диффузии  $D$ , теплопроводности  $\chi$  и вязкости  $\eta$ ) для неидеальных систем.

Большая часть численных исследований пылевой плазмы опирается на модель экранированного кулоновского потенциала  $U = (eZ)^2 \exp(-r/\lambda)/r$ , где  $r$  – расстояние между частицами,  $\lambda$  – длина экранирования, а  $eZ$  – заряд. Два безразмерных параметра, которые отвечают за процессы переноса в таких системах, были найдены в работах [9–11] для  $\kappa = r_d/\lambda < 6$ , где  $r_d = n_d^{-1/3}$  – среднее расстояние между частицами с концентрацией  $n_d$ . Это эффективный параметр неидеальности:

$$\Gamma^* = (Ze)^2 \{(1 + \kappa + \kappa^2/2) \exp(-\kappa)\} / Tr_d$$

(который определяет форму парной корреляционной функции от  $\Gamma^* \sim 1$  до точки кристаллизации  $\Gamma^* = \Gamma^*c \cong 102$ ) и параметр масштабирования:  $\xi \equiv \omega^*/v_{fr}$ , где  $\omega^* = eZ \{(1 + \kappa + \kappa^2/2) \exp(-\kappa)/r_d^3 \pi M\}^{1/2}$  – характерная частота столкновений заряженных частиц между собой,  $v_{fr}$  – эффективная частота их столкновений с нейтралами окружающего газа, а  $M$  и  $T$  – масса частицы и ее кинетическая температура (в энергетических единицах), характеризующая энергию ее хаотического (“теплого”) движения. Здесь следует отметить, что кинетическая температура пылевых частиц в лабораторной газоразрядной плазме может значительно превышать как температуру ее поверхности (определяемую нейтральными частицами окружающего газа), так и температуру электронной компоненты ( $\sim 1-5$  эВ) [12–16]. Причиной данного обстоятельства являются как пространственные или временные флуктуации параметров пылевой плазмы [13–15] (например, зарядов макрочастиц), так и развитие различных плазменно-пылевых неустойчивостей в электрических полях газоразрядных камер [16, 17].

В настоящей работе дано описание экспериментов по изучению процессов теплопереноса в жидкостных пылевых структурах и приведены результаты измерения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности  $\theta = \chi/\rho c_p$  (здесь  $\rho = M n_d$ ,  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении  $P$ ). Полученные коэффициенты были сопоставлены с существующими численными данными.

Эксперименты проводились в плазме емкостного высокочастотного разряда в аргоне ( $P \approx 20$  Па) с час-

<sup>1)</sup>e-mail: iushenka@yandex.ru

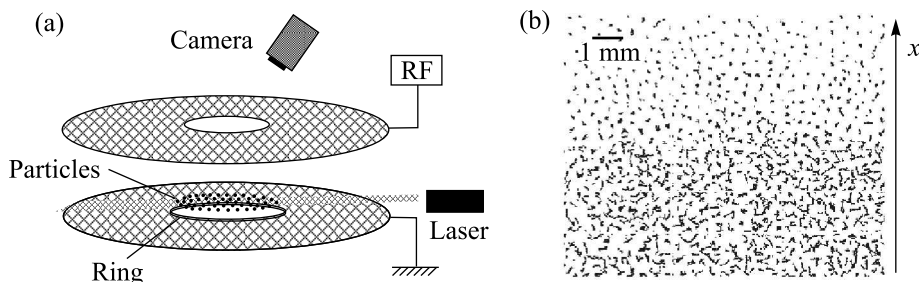


Рис.1. Схема эксперимента (а) и фрагмент видеозаписи пылевой структуры в равновесном двухфазном состоянии (б), где показаны траектории отдельных частиц за время  $t = 0.25$  с

тицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  диаметром 3–5 мкм (средний радиус  $a_d \approx 2$  мкм, плотность  $\rho_d \approx 2.4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ). Схема эксперимента представлена на рис.1а. Для диагностики частицы пылевого облака подсвечивались He-Ne лазером и снимались на видеокамеру (частота кадров  $f = 50 \text{ с}^{-1}$ ). В результате обработки видеозаписи восстанавливались координаты и траектории частиц.

В условиях эксперимента пылевое облако первоначально представляло собой равновесную жидкостную структуру, состоящую из  $\sim 13$ – $15$  пылевых слоев диаметром  $\sim 3.5$  см. Вследствие небольшого изменения рабочих параметров разряда (увеличения мощности или уменьшения  $P$ ) один из краев облака быстро разогревался. (Причиной такого асимметричного возмущения являлась геометрическая неоднородность ловушки.) В течение  $\sim 12$ – $13$  с тепловое возмущение распространялась по структуре, которая затем приходила в новое стационарное двухфазное состояние с ярко выраженной границей раздела между низкотемпературной и высокотемпературной областями (см. рис.1б). В процессе последующего наблюдения ( $\sim 300$  с) характеристики анализируемой пылевой структуры практически не изменялись.

Фронт распространения возмущения был плоским – возмущение распространялось в выделенном направлении, обозначенном далее как направление  $x$ . Следует отметить, что метод непосредственной визуализации пылевых частиц позволяет регистрировать любые изменения их поступательных степеней свободы. Анализ измеренного спектра скоростей пылевых частиц не выявил какого-либо конвективного движения исследуемой среды (спектр скоростей частиц был близок к максвелловскому) как в стационарном случае, так и в нестационарном режиме, а также никакого переноса тепла (градиентов температур, или дрейфа частиц) в других направлениях.

Для анализа характеристик среды во время движения теплового возмущения кадр видеозаписи разбивался на несколько прямоугольных участков ши-

риной  $\delta x \approx 0.175$  см. Картина движения фронта теплового возмущения, полученная путем усреднения температуры частиц на этих участках, показана на рис.2, 3. Легко увидеть, что границы нагретой об-

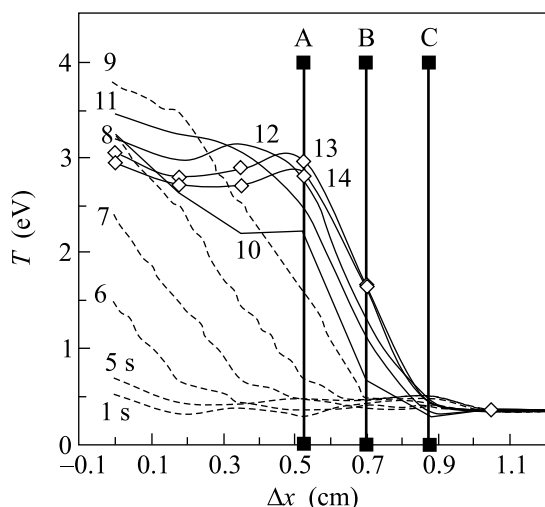


Рис.2. Пространственное распределение теплового возмущения на различные времена наблюдения (цифры на графике – время в секундах;  $\Delta x = m\delta x$ , где  $m$  – число анализируемых областей шириной  $\delta x$ ). Области измерения  $\chi$  в стационарном состоянии выделены вертикальными линиями

ласти расширяются в течение  $\sim 8$  с после теплового возмущения. Затем скорость движения фронта резко замедляется, а кинетическая энергия частиц испытывает новое возмущение, возможно, обусловленное “столкновением” теплового фронта с областью, содержащей внутренние источники (стоки) тепла. Еще через  $\sim 4$ – $5$  с пылевая система приходила в новое равновесное состояние и представляла собой жидкую двухфазную среду с выраженной границей раздела между низкотемпературной и высокотемпературной фазами, находящейся на расстоянии  $\sim 2$ – $2.5$  см от места зарождения теплового возмущения.

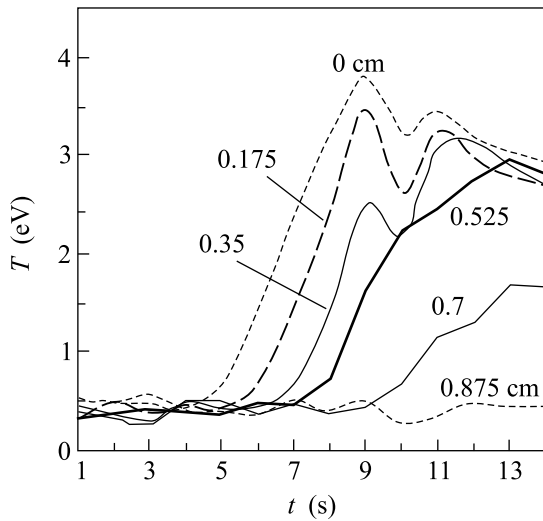


Рис.3. Зависимость температуры  $T$  макрочастиц от времени  $t$  в различных областях пылевой структуры  $\Delta x$

Для анализа температуры пылевой компоненты использовались измерения спектра скоростей макро-частиц (см. рис.4), среднее межчастичное расстояние  $r_d$  и параметр  $\Gamma^*$  определялись по форме парной

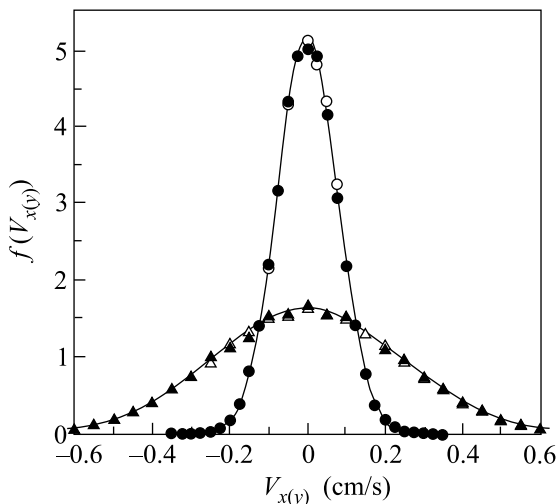


Рис.4. Спектр скоростей макрочастиц для высокотемпературной ( $\blacktriangle, \triangle$ ) и низкотемпературной ( $\bullet, \circ$ ) фаз: ( $\blacktriangle, \bullet$ ) –  $f(V_x)$ ; ( $\triangle, \circ$ ) –  $f(V_y)$ . Сплошные линии – функции Максвелла с полушириной, соответствующей измеренным температурам частиц  $T = 3$  эВ и  $T = 0.3$  эВ, соответственно

корреляционной функции (см. рис.5). Коэффициент трения в свободномолекулярном приближении составлял  $\nu_{fr} \approx 35 \text{ с}^{-1}$  (для  $a_d \approx 2$  мкм) [18]. Параметры высокотемпературной фазы:  $T \approx 3$  эВ,  $r_d \approx 400$  мкм,  $\Gamma^* \approx 6$ ,  $\omega^* = \{T\Gamma^*/M\pi r_d^2\}^{1/2} \approx 8.5 \text{ с}^{-1}$ . Низко-

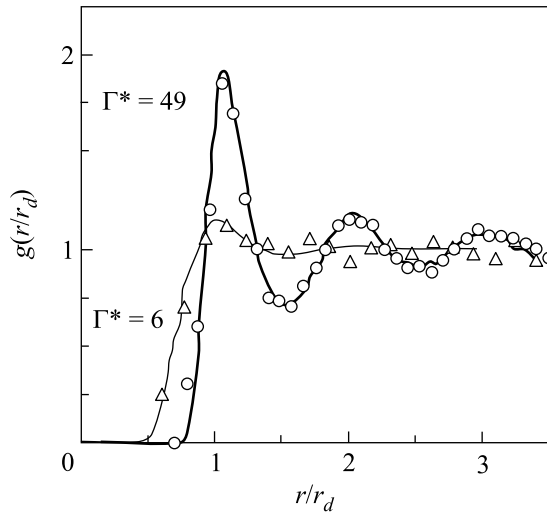


Рис.5. Экспериментальные корреляционные функции  $g(r/r_d)$  для:  $\triangle$  – высокотемпературной фазы;  $\circ$  – низкотемпературной фазы. Сплошными линиями обозначены результаты численного моделирования для разных параметров  $\Gamma^*$

температурная фаза имела характеристики, близкие к параметрам невозмущенной системы:  $T \approx 0.3$  эВ,  $r_d \approx 500$  мкм,  $\Gamma^* \approx 49$ ,  $\omega^* \approx 6.8 \text{ с}^{-1}$ . Здесь следует отметить, что неоднородное распределение температуры пылевых частиц в плазме (в том числе и сильно неизотропное) наблюдается достаточно часто [12–14]. Данное явление можно объяснить нелинейным пространственным изменением зарядов макро-частиц, которое обеспечивает формирование внутренних источников (стоков) тепла в пылевой структуре.

Предварительную оценку величины коэффициента температуропроводности  $\theta$  для условий эксперимента можно получить из решения задачи о выравнивании температуры в слое, одна из граней которого находится при заданной температуре, а две другие теплоизолированы:  $\theta = L^2/3\pi^2\tau$ , где  $L$  – характерная длина в направлении распространения тепла, а  $\tau$  – время выравнивания температуры [19]. Тогда, принимая во внимание экспериментальные значения  $L \approx 2-3$  см и  $\tau \approx 12-14$  с, найдем величину  $\theta \approx 0.01-0.016 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Для восстановления коэффициента теплопроводности  $\chi$  в условиях стационарной пылевой структуры ( $t > 13$  с) проводились измерения плотности тепловых потоков  $\mathbf{q}$  и градиентов температур  $\nabla T$  на границе раздела фаз (см. рис.3). Величина коэффициента теплопроводности определялась из уравнения Фурье

$$\mathbf{q} = -\chi \nabla T / k_B. \quad (1)$$

Здесь  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\mathbf{q} = 0.5 \times \int \mathbf{V} MV^2 dN / [S \delta x]$  – тепловой поток, переносимый частицами со скоростью  $\mathbf{V}$  через площадку  $S$  слоя вещества толщиной  $\delta x$ , а  $N$  – число частиц в слое. В отсутствие колебаний и вращения частиц, полагая их энергию равномерно распределенной по степеням свободы, плотность потока тепла, распространяющегося в выделенном направлении  $\mathbf{x}$ , можно найти как  $q \approx 1.5\rho(\langle V_x^3 \rangle_+ - \langle V_x^3 \rangle_-)$ , где  $1.5\rho\langle V_x^3 \rangle_{+(-)}$  – количество тепла, переносимого по (+) и против (-) направления потока. Тогда для коэффициента  $\chi$  можно записать

$$\chi \approx 1.5n_d \delta x k_B (\langle V_x^3 \rangle_+ - \langle V_x^3 \rangle_-) (\langle V_x^2 \rangle_+ - \langle V_x^2 \rangle_-)^{-1}. \quad (2)$$

Результаты измерения теплопроводности для всей области А-С шириной  $2\delta x \approx 0.35$  см, и отдельно для участков А-В и В-С (см. рис.3) приведены в таблице в зависимости от средней на этих участках температуры. Там же приведены значения параметра  $\Gamma^*$ , который был получен простым масштабированием его величины для высокотемпературной области.

Коэффициенты  $\theta$  и  $\chi$  для стационарного и нестационарного состояний пылевой структуры

$T$ , эВ	$\Gamma^*$	$\chi 10^{14}$ , эрг/с · см · К	$\theta 10^2$ , см <sup>2</sup> /с
Стационарное состояние			
2.7	6.7	$2.39 \pm 0.2$	1.1
1.68	10.7	$2.16 \pm 0.2$	1.0
1.3	13	$1.93 \pm 0.2$	0.89
Нестационарное состояние			
0.7	25.8	2.59	$1.2 \pm 0.17$
1.49	12.1	2.59	$1.2 \pm 0.13$
2.45	7.35	2.8	$1.3 \pm 0.06$
3.325	5.4	3.13	$1.45 \pm 0.05$
3.8	4.7	3.45	$1.6 \pm 0.06$

Восстановление величины коэффициента теплопроводности  $\theta$  выполнялось для нестационарных условий путем анализа движения фронта теплового возмущения для моментов времени  $t \leq 8$  с на участках структуры с  $\Delta x \leq 0.525$  см. Поскольку в стационарном состоянии температура пылевых частиц в анализируемой области (для  $\Delta x \leq 0.525$  см) сохранялась практически постоянной,  $T \approx 3 \pm 0.15$  эВ, мы предполагали, что влиянием внутренних источников можно пренебречь. В этом случае уравнение распространения тепла в неподвижной среде может быть записано в виде

$$c_p \rho \partial T / \partial t = \text{div}(\chi \nabla T). \quad (3)$$

Если в начальный момент времени конечное количество тепла  $Q_0$  сконцентрировано в плоскости  $x = 0$

протяженной системы с однородным распределением температуры  $T_0 = \text{const}$ , решение уравнения (3) для коэффициента теплопроводности, заданного степенной функцией  $\theta(T) = aT^n$  (где  $a$  – некоторая постоянная, а  $n > 0$ ), можно записать в виде [19]

$$T \approx C_Q \{at\}^{-1/(2+n)} f(\zeta) + T_0, \quad (4)$$

где  $C_Q = C_Q(Q_0) \equiv \text{const}$ ,  $f(\zeta) = n(\zeta_0^2 - \zeta^2)/2(2+n)$ ,  $\zeta = x(Q_0^n at)^{-1/(2+n)}$ ,  $\zeta_0^{2+n} = (2+n)^{1+n} 2^{1-n} \Gamma^n (0.5 + 1/n) / n \pi^{n/2} \Gamma^n(1/n)$ . При этом для  $n \ll 1$  можно полагать

$$\partial T / \partial t \approx T[x^2/4\theta(T)t - 0.5]/t. \quad (5)$$

Последнее соотношение (5) использовалось для эмпирической подгонки экспериментальных данных  $\partial T / \partial t$  для различных участков облака (при  $x = x_0 + \Delta x$ ) в моменты времени с близкими значениями  $T$ . Процедура восстановления проиллюстрирована на рис.6, где показаны значения  $x^2/\theta$ , получен-

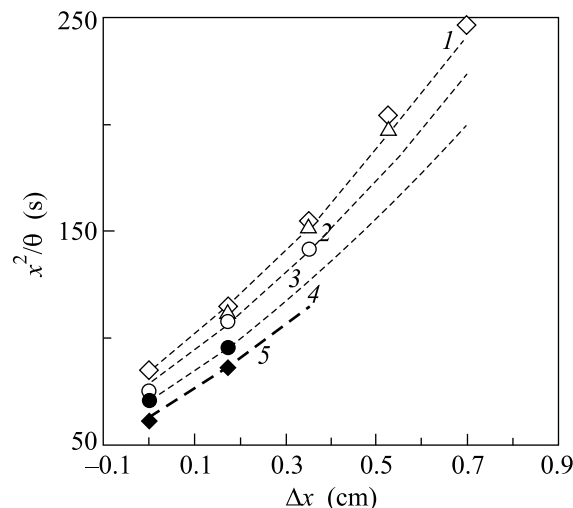


Рис.6. Экспериментальные значения  $x^2/\theta$  (символы) для различных областей пылевой структуры  $\Delta x$ , полученные путем измерений  $\partial T / \partial t$  и  $T$  для различных температур, вместе с аппроксимирующими их кривыми (пунктирные линии) для  $x_0 \cong 1$  см и разными  $\theta$ : 1( $\diamond$ ) –  $T \cong 0.7$  эВ,  $\theta \cong 0.012$  см<sup>2</sup>/с; 2( $\triangle$ ) –  $T \cong 1.49$  эВ,  $\theta \cong 0.012$  см<sup>2</sup>/с; 3( $\circ$ ) –  $T \cong 2.45$  эВ,  $\theta \cong 0.013$  см<sup>2</sup>/с; 4( $\bullet$ ) –  $T \cong 3.33$  эВ,  $\theta \cong 0.0145$  см<sup>2</sup>/с; 5( $\blacklozenge$ ) –  $T \cong 3.8$  эВ,  $\theta \cong 0.016$  см<sup>2</sup>/с

ные из соотношения (5) и данных измерений  $\partial T / \partial t$  и  $T$ , вместе с аппроксимирующими их кривыми путем наилучшего согласия аналитических и экспериментальных результатов. В результате были получены расстояние  $x_0 \cong 1$  см до “плоскости”, в которой произошло возмущение, а также значения коэффициентов теплопроводности как функция  $\theta(T)$  (см.

таблицу). Отметим, что в анализируемом диапазоне температур величина  $\theta$  менялась в диапазоне от 0.01 до 0.016 см<sup>2</sup>/с, что хорошо согласуется с результатами предварительной оценки коэффициента температуропроводности  $\theta \approx 0.01-0.016$  см<sup>2</sup>/с по времени выравнивания температуры в слое, приведенными выше.

Поскольку в настоящее время величина коэффициентов теплоемкости пылевой компоненты в плазме неизвестна, для сопоставления значений  $\chi$  и  $\theta$  (найденных в результате независимых измерений) коэффициент теплоемкости  $c_P$  полагался равным коэффициенту теплоемкости идеального газа  $c_P = 2.5 k_B/M$ . Выбор величины  $c_P$  опирался на существующие численные данные, которые показывают, что в случае классических одноатомных жидкостей для широкого круга парных потенциалов величина коэффициентов теплоемкости существенно не отличается от их величины для случая идеального газа, а коэффициенты переноса хорошо согласуются с известными приближенными решениями кинетического уравнения, если длина свободного пробега взаимодействующих частиц при их столкновениях друг с другом сравнима или больше среднего межчастичного расстояния (диапазон  $\Gamma^* < 30-40$ ) [4, 18].

Соответствующие значения “недостающих” коэффициентов  $\theta = 2\chi/\{5n_d k_B\}$  и  $\chi = 2.5n_d k_B \theta$  для  $c_P = 2.5 k_B/M$  приведены в таблице. Легко увидеть, что значения указанных коэффициентов отличаются от результата их непосредственных измерений примерно на 35%, что превышает величину случайной экспериментальной ошибки ( $\sim 5-10\%$ , см. таблицу). Таким образом, найденные отличия связаны с систематической погрешностью измерений. Если пренебречь любыми другими систематическими ошибками и полагать, что полученная разница определяется некорректным выбором величины  $c_P$ , тогда его “правильная” величина может быть найдена по результатам представленных измерений, как  $c_P = \chi/\rho\theta \approx 1.85$ . Однако систематические ошибки измерений могут быть связаны с рядом других факторов: например, с недостаточной обоснованностью предположения о незначительном влиянии внутренних источников на процессы распространения тепла при решении уравнения теплопроводности (3) или с тем, что в условиях эксперимента  $\theta(T) \propto T^n$ , где  $n \approx 0.2$  и, соответственно, критерий  $n \ll 1$  не выполняется.

Проведем сравнение полученных коэффициентов теплопереноса с результатами численного моделирования процессов переноса в простых одноатомных жидкостях. Результаты такого моделирования для

систем с широким кругом изотропных потенциалов взаимодействия показывают, что соотношение между коэффициентами диффузии  $D$  и вязкости  $\eta$  простых жидкостей подчиняется формуле Стокса  $\eta \cong \cong T/8.1r_d D$  [4, 11], а соотношение между коэффициентами температуропроводности и диффузии можно представить в виде [4]

$$\theta \cong \frac{1.5k_B}{Mc_P} r_d V_t \left( \frac{0.6r_d V_t}{D} \right)^{5/8}. \quad (6)$$

Здесь  $V_t = (T/M)^{1/2}$ . Основное отличие свойств простых жидкостей и плазменно-пылевых систем связано с наличием диссипации энергии пылевых частиц за счет их столкновений с нейтральным газом. В случае слабо диссипативных систем ( $v_{fr} \ll \omega^*$ ,  $\xi \rightarrow \infty$ ) результаты моделирования динамики макрочастиц и простых жидкостей совпадают. Величина нормированного коэффициента диффузии  $D^*(\Gamma^*) = D/\omega^* r_d^2$  для случая слабодиссипативных систем ( $\xi \rightarrow \infty$ ) с экранированным потенциалом приведена на рис.7 [9, 11, 20]. Для учета диссипа-

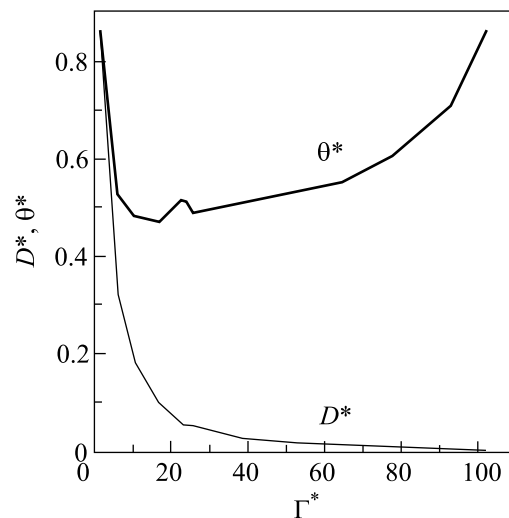


Рис.7. Нормированные коэффициенты  $D^*$  и  $\theta^*$  в зависимости от  $\Gamma^*$  для дисперсионных систем ( $\nu_{fr} = 0$ ) с экранированным кулоновским потенциалом

ции представленный коэффициент диффузии должен быть уменьшен в  $(1 + \xi^{-1})$  раз [11, 20]. На рис.7 также показан нормированный коэффициент температуропроводности  $\theta^* = \theta/\omega^* r_d^2$ , восстановленный по данным моделирования диффузии частиц, с использованием соотношения (6) при  $c_P = 2.5 k_B/M$ . Сравнение результатов измерений коэффициента температуропроводности с данными численного моделирования показано на рис.8. Легко увидеть, что температурная зависимость измеренных коэффициентов качествен-

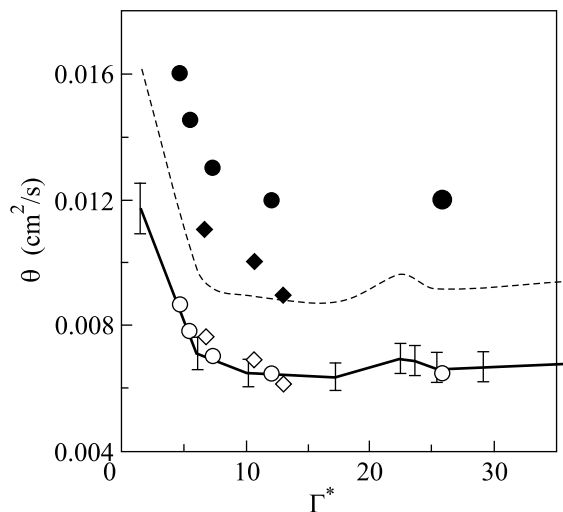


Рис.8. Зависимость коэффициента  $\theta$  от  $\Gamma^*$ , полученная по результатам моделирования ( $\nu_{fr} = 0$ ) дисперсионных систем (сплошная линия) и в эксперименте для стационарной ( $\blacklozenge$ ) и нестационарной ( $\bullet$ ) пылевых структур. А также значения  $\theta/1.45$  ( $\diamond$ ) и  $\theta/1.95$  ( $\circ$ ) для стационарного и нестационарного случаев, соответственно. Пунктирной линией показаны результаты расчетов для случая  $\xi = 0.36$

но согласуется с численными результатами. Количественные отличия представленных данных могут быть связаны с процессами диссипации энергии макрочастиц. Если учесть, что  $D \propto 1/(1 + \xi^{-1})$ , коэффициенты теплопереноса в диссипативных системах должны быть больше их значения для дисперсионного случая в  $(1 + \xi^{-1})^{5/8}$  раз (см. (6)), то есть для условий эксперимента выше в 3–4 раза. Однако наблюдаемые отличия составляют величину, примерно в 2 раза меньшую (см. рис.8). Результаты расчетов для диссипативных систем в условиях, близких к экспериментальным (при  $\xi = 0.36$ ), обозначены на рис.8 пунктирной линией.

Проведем краткий анализ возможных механизмов переноса тепла в представленных экспериментах. Как известно, перенос теплоты может осуществляться не только путем теплообмена (за счет теплопроводности или конвекции), обусловленного градиентами температур, но и определяться неоднородностями других физических величин, например, градиентами концентраций (термодиффузия) или внешними возмущениями силовых полей. Здесь следует подчеркнуть, что метод непосредственной визуализации пылевых частиц позволяет регистрировать любые изменения их поступательных степеней свободы. Анализ измеренного спектра скоростей пылевых частиц не выявил какого-либо конвективного или другого ре-

гулярного движения исследуемой среды (спектр скоростей частиц был близок к максвелловскому) как в стационарном случае, так и в нестационарном режиме, а также никакого переноса тепла (градиентов температур или дрейфа частиц) в других направлениях. Поэтому можно утверждать, что механизмы конвекции и термодиффузии не имели места в описанных экспериментах.

Поскольку исследуемая пылевая компонента является открытой подсистемой комплексной плазменно-пылевой системы в целом, процессы возмущения температуры пылевых частиц могут определяться наличием возмущений окружающей плазменной компоненты (электронов, ионов). Это, в свою очередь, может привести к возникновению возмущения как средних электрических полей в рассматриваемой системе, так и локальных электрических полей, определяющих взаимодействие между пылевыми частицами. Что касается наличия нескомпенсированной регулярной составляющей электрического поля, то ее появление привело бы к возникновению дополнительной (нескомпенсированной) силы, приводящей к поступательному движению анализируемых частиц (напомним, что такое движение не зафиксировано). Если же рассматривать процесс переноса тепла (для пылевой компоненты) путем теплопроводности, то наличие локальных возмущений других заряженных компонент плазмы определяет потенциальную энергию взаимодействия между пылевыми частицами (их заряды и тип потенциала), которая, в свою очередь, определяет скорость выравнивания и градиенты температуры пылевой компоненты (то есть коэффициенты температуропроводности и теплопроводности). Таким образом, вполне возможно, что наблюдаемые отличия между численными и экспериментальными результатами могут быть связаны не только с наличием диссипации, но и с несоответствием анализируемой численной модели, предполагающей наличие экранированного кулоновского потенциала, условиям эксперимента.

В заключение подчеркнем, что авторами были выполнены прямые эксперименты, позволяющие детально исследовать динамику процессов теплопроводности в жидкостных пылевых структурах на кинетическом уровне. Измерения коэффициентов теплопереноса для пылевой компоненты в плазме выполнено двумя независимыми методами: по результатам анализа стационарного теплопереноса был восстановлен коэффициент теплопроводности  $\chi$ ; по результатам анализа нестационарного процесса – коэффициенты температуропроводности  $\theta$ . Дополнитель-

ная оценка величины  $\theta$  была сделана на основе решения задачи о выравнивании температуры в слое. Все три независимых способа анализа экспериментальных результатов дают хорошее согласие между собой. Таким образом, можно предложить, что градиенты температур и процесс распространения теплового возмущения, наблюдаемые в описанных экспериментах, были обусловлены механизмом теплопроводности пылевой компоненты плазмы.

Представлены экспериментальные данные о температурной зависимости коэффициентов теплопереноса для жидкостных пылевых структур в плазме. В отличие от идеальных газов (где  $\theta(T) \propto T^{0.5}$ ) полученная зависимость качественно согласуется с результатами моделирования теплопереноса для простых жидкостей. Количественное отличие результатов измерений от численных расчетов может быть обусловлено потерями энергии пылевых частиц за счет их столкновений с нейтральными частицами окружающего газа, а также несоответствием анализируемой численной модели, предполагающей наличие экранированного кулоновского потенциала взаимодействия между пылевыми частицами, условиям эксперимента. Сравнение коэффициента температуропроводности для плазменно-пылевых структур с коэффициентами теплопереноса реальных одноатомных жидкостей показывает, что измеренная величина  $\theta$  более чем на порядок больше величины данного коэффициента для жидких диэлектриков (таких, как сжиженные инертные газы) и более чем на порядок меньше величины  $\theta$  для большинства жидких металлов (от 20 до 100 раз). Наиболее близкую величину коэффициента температуропроводности ( $\theta \approx 0.04 \text{ см}^2/\text{с}$ ) имеет жидкая ртуть.

Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (# 04-02-16362), фондом CRDF (# RU-P2-2593-MO-04), Программой Президиума РАН и Фондом содействия отечественной науки.

1. Я. И. Френкель, *Кинетическая теория жидкостей*, Ленинград: Наука, 1975.
2. *Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy*, Eds. H. Z. Cummins and E. R. Pike, Plenum, New York, 1974.
3. N. K. Ailawadi, *Phys. Reports* **57**, 241 (1980).
4. N. H. March and M. P. Tosi, *Introduction to liquid state physics*, World Scientific, 1995.
5. H. M. Thomas and G. E. Morfill, *Nature* **379**, 806, London (1996).
6. V. E. Fortov, O. S. Vaulina, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 245005 (2003).
7. В. Е. Фортов, О. С. Ваулина, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **126**, 798 (2003).
8. O. S. Vaulina, O. F. Petrov, V. E. Fortov et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 035004 (2004).
9. O. S. Vaulina and S. V. Vladimirov, *Plasma Phys.* **9**, 835 (2002).
10. O. S. Vaulina, S. V. Vladimirov, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 245002 (2002).
11. O. S. Vaulina and O. F. Petrov, *JETP* **99**, 510 (2004).
12. В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский и др., *ЖЭТФ* **116**, 902 (1999).
13. V. V. Zhakhovskii, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov et al., *JETP Lett.* **66**, 419, (1997).
14. О. С. Ваулина, А. А. Самарян, Б. Джеймс, и др., *ЖЭТФ* **123**, 1179 (2003).
15. O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev. E* **60**, 5959 (1999).
16. O. S. Vaulina, A. A. Samarian, O. F. Petrov et al., *Plasma Phys. Rep.* **30**, 652 (2004).
17. S. V. Vladimirov, S. A. Maierov, and N. F. Cramer, *Phys. Rev. E* **63**, 045401 (2001).
18. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, М.: Наука, 1979.
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
20. H. Ohta and S. Hamaguchi, *Phys. Plasmas* **7**, 4506 (2000).