

Людмила Петровна СЕМИХИНА —
 профессор кафедры механики многофазных систем,
 доктор физико-математических наук

Ольга Владимировна МОХОВА —
 аспирант кафедры механики многофазных систем
 Тюменский государственный университет

УДК: 536.2

ОСОБЕННОСТЬ ТЕПЛООБМЕНА В ВОДЕ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЛЕЯ

АННОТАЦИЯ. Импульсным методом проведено исследование коэффициентов температуропроводности χ воды при температурах $T < 10^\circ\text{C}$. Обнаружено, что при числах Релея $Ra < 300$ значения χ воды оказываются больше общеизвестных табличных данных, а их температурная зависимость претерпевает изменение при 4°C , соответствующей максимуму плотности воды.

The thermal diffusivity χ of water at temperatures $T < 10^\circ\text{C}$ were investigated by impulse method. It was revealed, that at numbers $Ra < 300$ numerical values of the water thermal diffusivity appear more, than their well-known handbook values, and their temperature dependence undergoes change at 4°C , at which the maximum of water density is observed.

Вода является наиболее распространенным теплоносителем, поэтому значения коэффициентов ее теплопроводности λ при различных температурах утверждались международной ассоциацией [1-2]. Необходимость такого утверждения была обусловлена не только практической значимостью этих значений, но и их аномальностью: при повышении температуры T значения λ воды увеличиваются, а для большинства веществ, наоборот, уменьшаются. Кроме воды рост λ наблюдается у глицерина и этиленгликоля — высокополярных ассоциированных жидкостей с несколькими гидроксильными группами — рис. 1 (А) [1-4].

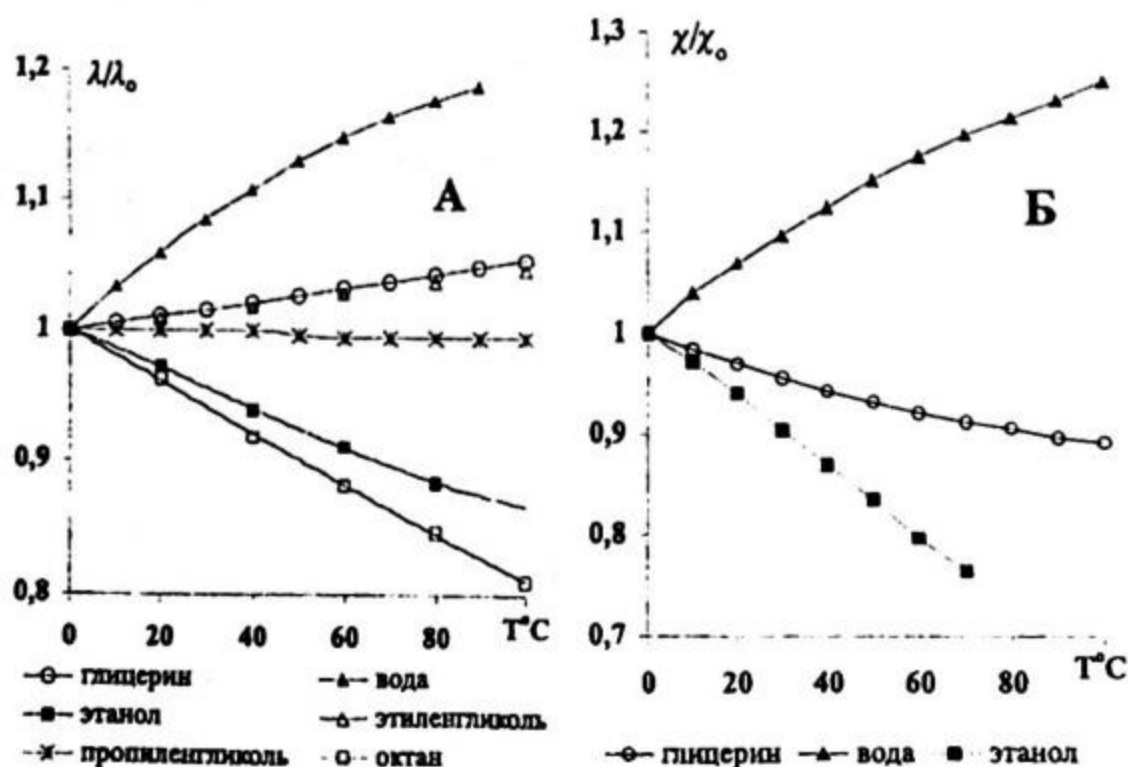


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициентов теплопроводности λ (А) и коэффициентов температуропроводности χ (Б) воды при давлении 1 атм [1-6], нормированные на значения λ_0 и χ_0 при 0°C , в сравнении с аналогичными данными для других жидкостей

Однако в наибольшей степени аномальность переноса тепла в воде проявляется по температурной зависимости не λ , а коэффициента температуропроводности $\chi = \lambda / \rho c_p$ (ρ — плотность, c_p — удельная теплоемкость воды при постоянном давлении) [6]. Рост значений χ при повышении температуры наблюдается только у воды, у всех других жидкостей, даже таких, как глицерин, значения χ уменьшаются — рис. 1 (Б).

Аномальность процесса переноса тепла в воде заключается в принципиальном отличии температурной зависимости λ и χ от других коэффициентов процессов переноса в воде. Дело в том, что зависимость от температуры коэффициента диффузии D , динамической вязкости η , удельной электропроводности α и времени диэлектрической релаксации τ в воде и других жидкостях описывается подобными соотношениями:

$$D = A_D \exp(-E/RT); \eta = A_\eta \exp(E/RT); \alpha = A_\alpha \exp(-E/RT); \tau = \tau_0 \exp(E/RT) \quad (1)$$

Справедливость соотношений (1) доказывается линейной зависимостью логарифма D , η , α или τ от $(1/T)$, угол наклона которой определяет энергию активации E каждого процесса. При этом общность всех явлений переноса, *кроме переноса тепла*, проявляется в равенстве их энергий активации E , значения которой в воде близки к энергии водородной связи в ней. Наличие перегиба при $T \sim 40^\circ\text{C}$ на представленных на рис. 2 линейных зависимостях обусловлено перестройкой структуры воды и изменением по этой причине энергии активации всех процессов переноса при данной температуре (отметим, что при этой температуре в воде наблюдается аномальное поведение и других свойств воды, например, минимум теплоемкости, минимум сжимаемости). Однако во всем температурном диапазоне существования воды при нормальном атмосферном давлении ($0^\circ\text{C} \div 100^\circ\text{C}$) энергия активации λ и χ оказывается почти на порядок меньше, чем для остальных явлений переноса — рис. 2.

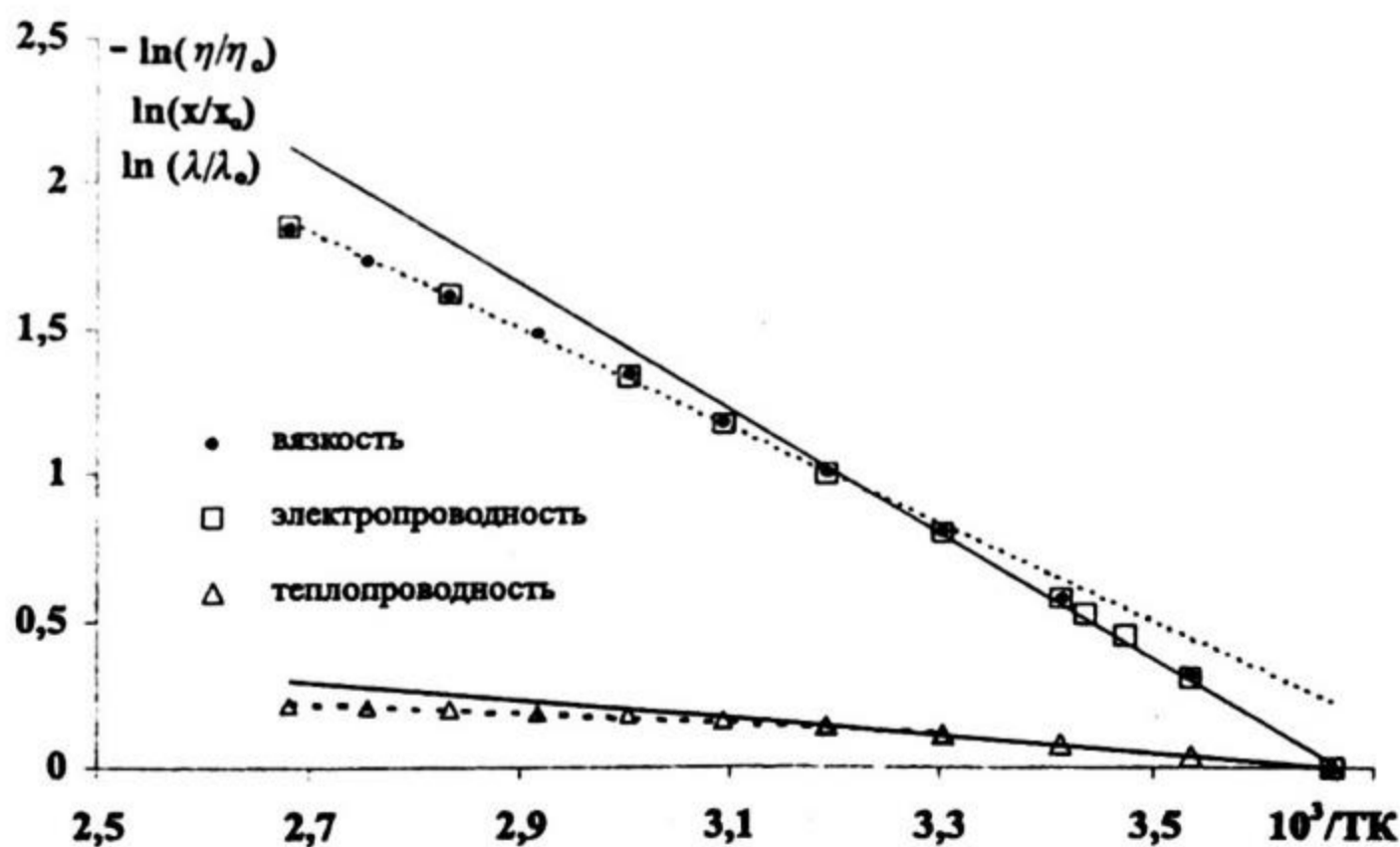


Рис. 2. Сопоставление температурных зависимостей коэффициентов переноса в воде — коэффициента теплопроводности λ , динамической вязкости η и удельной электропроводности α [3-4]

В отличие от других аномальных свойств воды (например, плотности, сжимаемости, теплоемкости) в литературе отсутствует анализ причин продемонстрированного на рис. 2 эффекта, его изучение было начато в работах [7-9].

В данной работе с целью выяснения природы аномальности процесса переноса тепла в воде было предпринято изучение температурной зависимости $\chi(T)$ воды с помощью разработанного в [10-11] импульсного метода. Особое внимание уделено температурам вблизи 0°C . Такой выбор температур позволял исследовать влияние структурного фактора на величину χ воды, роль которого при этих температурах максимальна, а также выявить эффект от изменения знака коэффициента сжимаемости β воды при $T < 4^\circ\text{C}$ на возникновение конвективного теплообмена в вертикальном цилиндрическом слое воды.

Импульсный метод исследования $\chi(T)$ воды был выбран в связи с возможностью измерения этим методом непосредственно значений χ , т.к., согласно рис. 1, по величине χ особенность явления теплообмена в воде проявляется в наибольшей степени. Этот метод позволяет с достаточной точностью определять значения χ при малых разностях температур ΔT в слое жидкости толщиной d и, соответственно, малых значениях чисел Релея Ra

$$Ra = \frac{\beta \cdot \Delta T \cdot g \cdot d^3}{\nu \chi} \quad (2)$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости, g — ускорение свободного падения.

Методика импульсного метода подробно описана в [10-11]. В данном методе исследуемая жидкость находится в пространстве между двумя вертикаль-

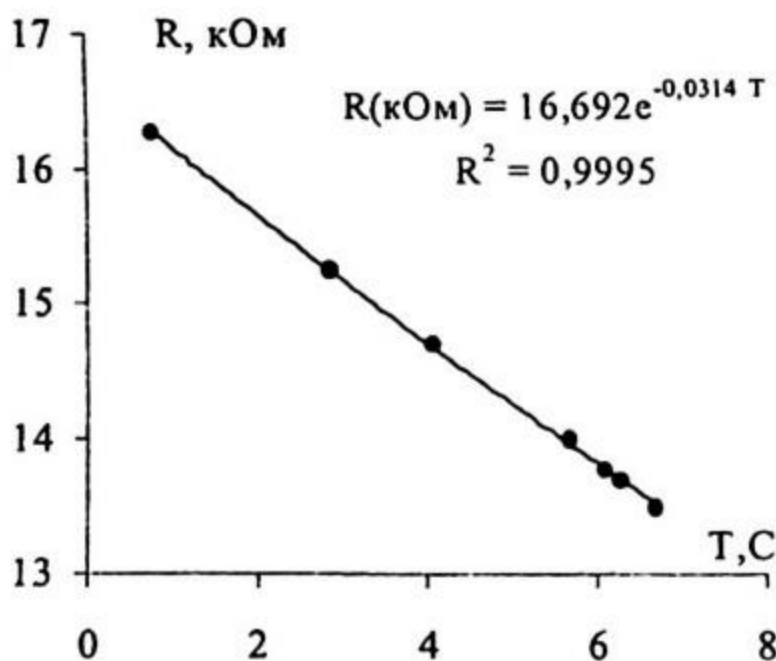


Рис. 3. Пример зависимости $R(T)$ одного из используемых термисторов и ее компьютерная аппроксимация

компьютерной аппроксимации $R(T)$ для одного из термисторов, достоверность которой $R^2=0,9995$.

Проведенные оценки точности определения разности температур ΔT показали, что с использованным в данной работе оборудованием она составляет $\pm 4 \cdot 10^{-4}^\circ\text{C}$. Точность определения значений χ с помощью импульсного метода демонстрирует рис. 4, на котором показаны результаты трех последовательных экспериментов по исследованию зависимости χ воды при температуре $5,5^\circ\text{C} \pm 0,3^\circ\text{C}$ от величины температурного импульса ΔT , подаваемого на вертикальный цилиндрический слой воды толщиной 5,7 мм. Отличие значений χ воды в трех опытах не превышает 2% экспериментальной погрешности,

ными коаксиальными цилиндрами. Суть метода сводится к измерению температуры внутренней поверхности слоя жидкости после подачи на его наружную поверхность кратковременного теплового импульса, величина которого задается напряжением, подаваемым на находящийся на этой поверхности нагреватель. В данной работе была уточнена методика расчета разности температур ΔT в слое жидкости с помощью термисторов. Применяемая ранее линейная аппроксимация температурной зависимости сопротивления термисторов $R(T)$, справедливая в узком диапазоне температур, была заменена степенной. На рис. 3 приведен пример

типичной для определения χ или λ другими описанными в литературе методами. Достоинством импульсного метода является возможность определения с указанной 2% погрешностью значений χ воды вплоть до $\Delta T \sim 0,05^\circ\text{C}$.

На достаточно высокую точность использованного метода указывает и то, что при каждой исследованной температуре (кроме $\Delta T \sim 0^\circ\text{C}$) с табличным значением χ_0 воды практически совпадает найденное минимальное значение χ_{\min} , которое наблюдается при температурном импульсе, создающем в слое воды разность температур $\Delta T^* \sim 0,5^\circ\text{C} - 1^\circ\text{C}$. Данной разности температур соответствует градиент температур в слое воды

$$\Delta T/d \approx (0,1 - 0,2)^\circ\text{C}/\text{мм} = (1 - 2)^\circ\text{C}/\text{см} \text{ и число Релея } Ra \sim 300.$$

При $\Delta T < \Delta T^*$ и $\Delta T > \Delta T^*$ ($Ra < 300$ и $Ra > 300$) происходит повышение χ воды по сравнению с ее табличным значением — рис. 4 и рис. 5 (кривая 2).

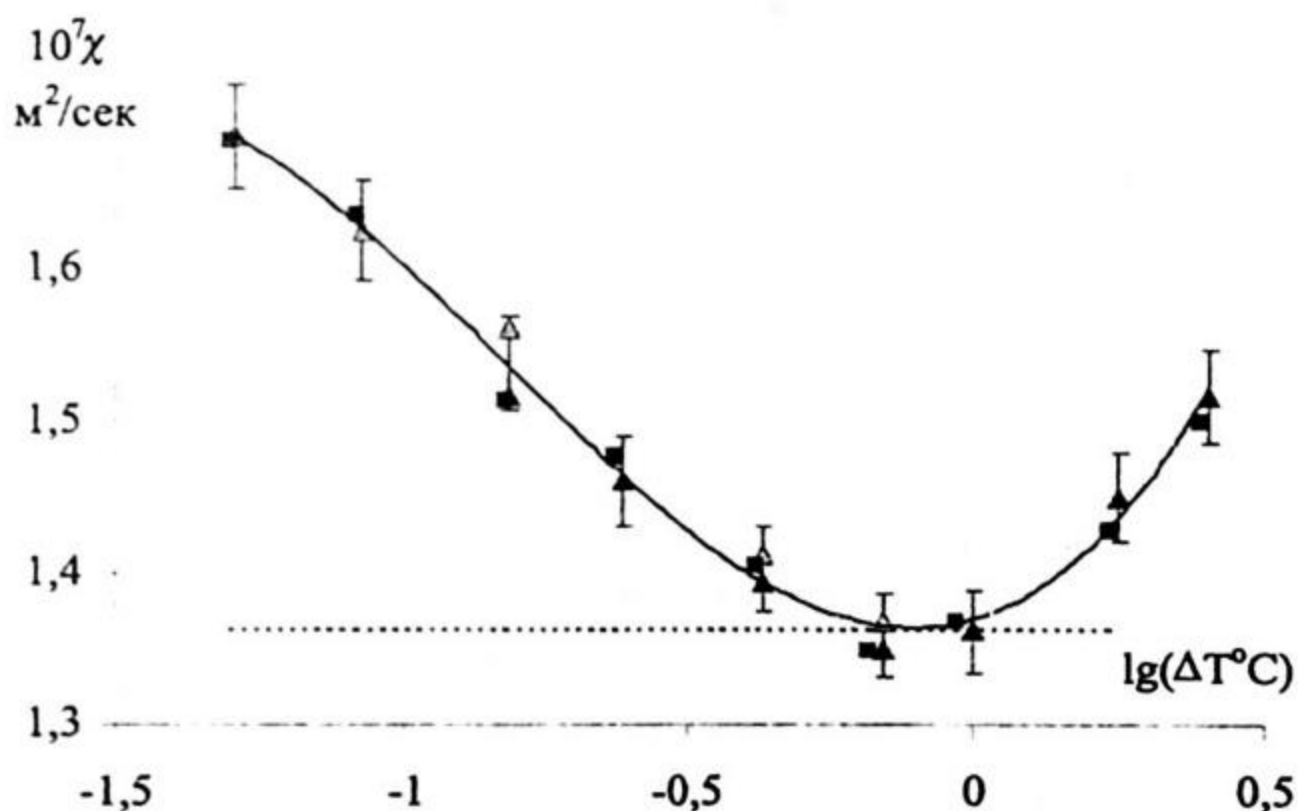


Рис. 4. Зависимость χ воды при $T = 5,5^\circ\text{C} \pm 0,3^\circ\text{C}$ от величины температурного импульса ΔT , подаваемого на вертикальный цилиндрический слой воды. Отмечен уровень 2% экспериментальной погрешности. Пунктир — табличное значение χ_0 воды при $T = 5,5^\circ\text{C}$

Причина повышения χ воды при $\Delta T > \Delta T^*$ хорошо известна — данный эффект обусловлен возникновением в жидкости конвективных потоков. Возможность повышения χ воды при малых разностях температур в ее слое впервые была замечена лишь в наших работах [8-9, 11].

Представленный на рис. 4 вид зависимости $\chi(\Delta T)$ для исследованного слоя воды является характерным, что подтверждает приведенная на рис. 5 кривая 2, полученная при другой, более высокой температуре ($8,5^\circ\text{C}$). Принципиально иная зависимость $\chi(\Delta T)$ была выявлена лишь при $T = 0,5^\circ\text{C}$, близкой к температуре кристаллизации воды — кривая 1 на рис. 5. Достаточно очевидно, что отсутствие на кривой 1 рис. 5 повышения χ при $\Delta T > \Delta T^*$ обусловлено отсутствием конвективного теплообмена вследствие того, что при $T < 4^\circ\text{C}$ значения коэффициента объемного расширения β у воды отрицательны, т.е. $\beta < 0$. Нетривиальным является лишь следующий обнаруженный эффект: при тех значениях ΔT в слое воды, при которых при других температурах начинается повышение χ за счет явления конвекции, при $T = 0,5^\circ\text{C}$ величина χ продолжает снижаться. Предполагается, что наблюдаемое изменение χ обусловлено увеличением амплитуды тепло-

вых колебаний молекул и искажением за счет этого сетки водородных связей между молекулами воды. Не исключено, что данный эффект происходит и при более высоких температурах, но в этом случае он нивелируется повышением χ за счет явления конвекции. Дальнейшее изучение выявленного эффекта представляет несомненный интерес.

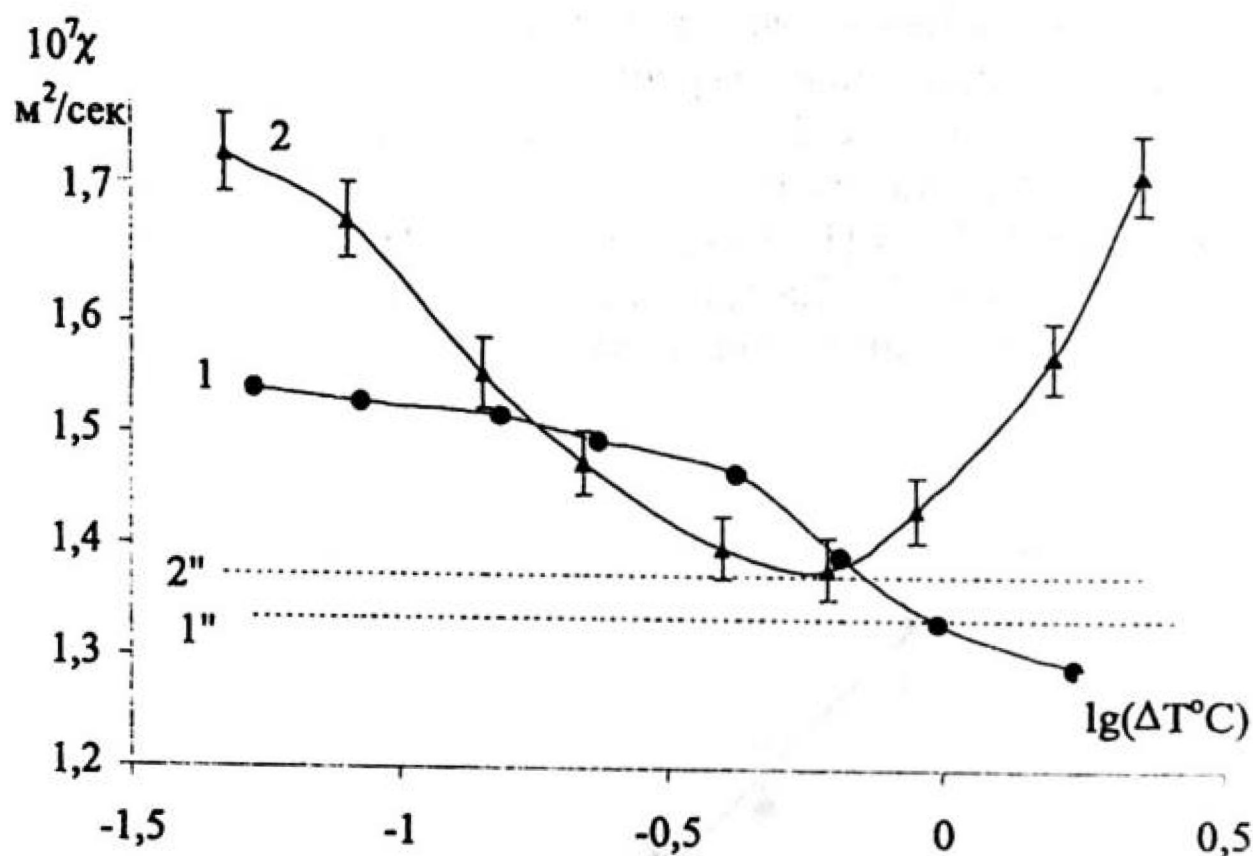


Рис. 5. Зависимость χ воды при температуре $0,5^\circ\text{C}$ (1) и $8,5^\circ\text{C}$ (2) от величины температурного импульса ΔT , создаваемого в вертикальном цилиндрическом слое воды. Отмечен уровень 2% экспериментальной погрешности.

Пунктир — табличные значения χ_0 воды при $T=0,5^\circ\text{C}$ (1') и $T=8,5^\circ\text{C}$ (2'')

С целью выяснения природы повышения χ воды при малых значениях ΔT в ее слое рассмотрим прежде всего сопоставленные на рис. 6 температурные зависимости значений χ_{\max} и χ_{\min} воды при $T=0^\circ\text{C} \div 10^\circ\text{C}$. Значения χ_{\max} характеризуют процесс переноса тепла в воде при малых разностях температур $\Delta T \sim 0,05^\circ\text{C}$ в ее слоях — как минимум на порядок меньше значений ΔT , соответствующих условию возникновения конвективных потоков в исследуемых слоях. В свою очередь, согласно рис. 4 и 5, значения $\chi_{\min} = \chi_0$ воды измеряются при таких разностях температур ($\Delta T^* \sim 1^\circ\text{C}$), которые уже пренебрежимо мало отличаются от критерия возникновения конвекции в данных слоях.

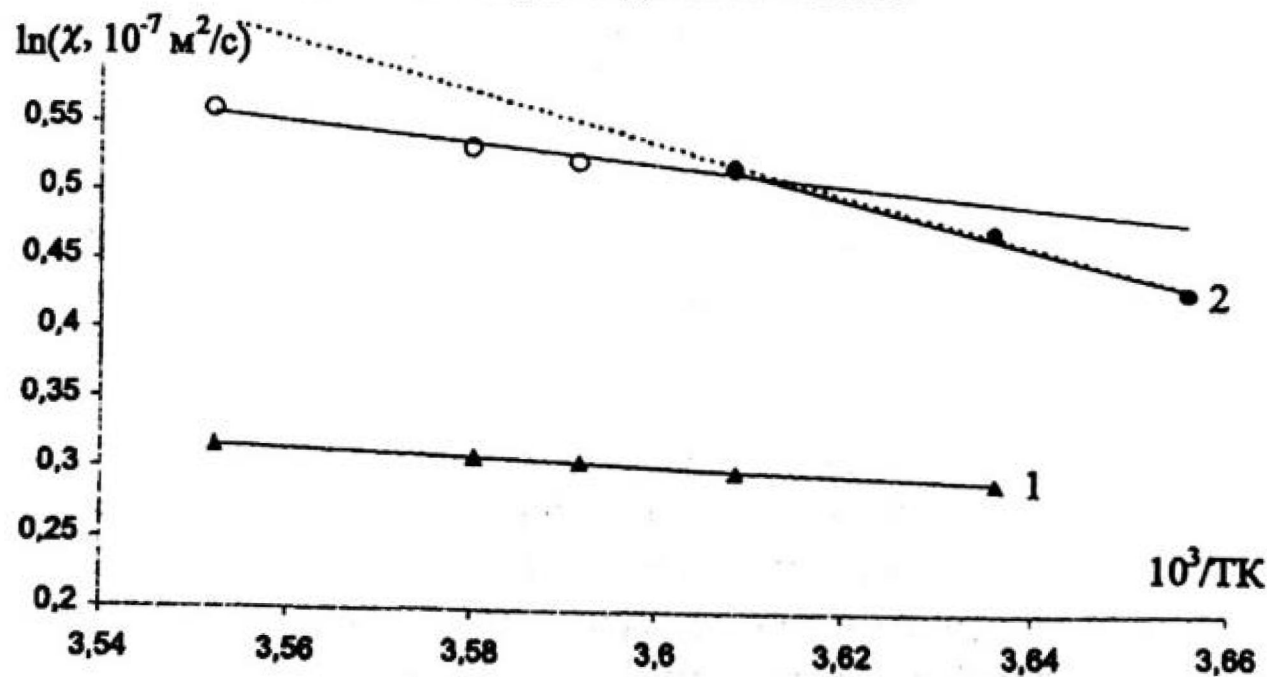


Рис. 6. Температурные зависимости значений: 1 — χ_{\min} , равные табличным значениям χ_0 воды; 2 — χ_{\max} воды при $\Delta T \sim 0,05^\circ\text{C}$ в диапазоне температур $0^\circ\text{C} \div 10^\circ\text{C}$

На рис. 6 хорошо видно, что в диапазоне температур $T=0^{\circ}\text{C} \div 10^{\circ}\text{C}$ температурная зависимость $\ln \chi_{\max}$ от $1/T$, в отличие от χ_0 , представляется не одной, а двумя прямыми с различным наклоном. Причем изменение угла наклона наблюдается при $T=4^{\circ}\text{C}$, при которой вода аномальна из-за наличия максимума плотности. В большинстве работ данный максимум, не наблюдающийся ни при какой температуре у всех других известных жидкостей, объясняют наличием в воде при $T \leq 4^{\circ}\text{C}$ ажурной «льдоподобной» сетки водородных связей и ее трансформацией при более высокой температуре, хотя дискуссии об его природе ведутся до сих пор.

Согласно рис. 6, эта хорошо известная и широко дискутируемая особенность в состоянии воды при $T=4^{\circ}\text{C}$ никак не проявляется на температурной зависимости $\chi_{\min} = \chi_0$ воды, но весьма существенно сказывается на зависимости $\chi_{\max}(T)$. Вероятной причиной наличия перегиба на зависимости $\ln \chi_{\max}$ от $1/T$ на рис. 6 является изменение энергии активации E переноса тепла в воде из-за изменения ее структуры.

Линейность представленных на рис. 6 зависимостей $\ln \chi$ от $1/T$ указывает на возможность представления этих зависимостей выражением, подобным соотношениям (1):

$$\chi = A \exp(E_x / RT) \quad (3)$$

Тогда рассчитанные по представленным на рис. 6 зависимостям значения энергий активаций E в исследованном диапазоне температур $0^{\circ}\text{C} < T < 10^{\circ}\text{C}$ оказываются равными:

$$\begin{aligned} E_{\chi_{\min}} &= E_{\chi_0} = 2,4 \text{ кДж/моль}; \\ E_{\chi_{\max}} &= 15,4 \text{ кДж/моль при } T \leq 4^{\circ}\text{C}, \\ E_{\chi_{\max}} &= 5,9 \text{ кДж/моль при } T < 4^{\circ}\text{C}. \end{aligned}$$

Для сравнения приведем значения энергии активации вязкости E_{η} и электропроводности E_{σ} , близкие к энергии водородных связей в ней (рис. 1):

$$\begin{aligned} \text{при } T < 40^{\circ}\text{C} & \quad E_{\sigma} = E_{\eta} = 17,8 \text{ кДж/моль}, \\ \text{при } T > 40^{\circ}\text{C} & \quad E_{\sigma} = E_{\eta} = 13,5 \text{ кДж/моль}. \end{aligned}$$

В результате находим, что значение $E_{\chi_{\min}} = E_{\chi_0}$ в 7,5 раз меньше $E_{\sigma} = E_{\eta}$ и энергии водородных связей в воде, в то время как $E_{\chi_{\max}}$ при $T \leq 4^{\circ}\text{C}$ отличается от данных энергий уже только на 16%.

Для того, чтобы более конкретно установить суть изменения процесса теплопроводности воде при малых и предшествующих началу конвекции градиентах температур в ее слоях, в уравнение (3) подставим найденное в [7] выражение для постоянной A :

$$\chi = \bar{v} \bar{\delta} \exp(-E_{\gamma} / RT) = (3 \bar{\delta} \sqrt{RT/M} / 2) \exp(-E_{\gamma} / RT) \quad (4)$$

где $\bar{\delta}$ — среднее расстояние, на которое должна переместиться молекула воды или ее ассоциаты для обмена энергией.

Для нахождения E_{γ} и $\bar{\delta}$ уравнение (4) представим в виде

$$Y = \ln(2\chi \sqrt{M/RT} / 3) = \ln \bar{\delta} - E_{\gamma} / RT \quad (5)$$

Зависимость $Y = \ln(2\chi \sqrt{M/RT} / 3)$ от $1/T$ для табличных значений χ_0 воды в интервале температур $0^{\circ}\text{C} \div 100^{\circ}\text{C}$ представлена на рис. 7.

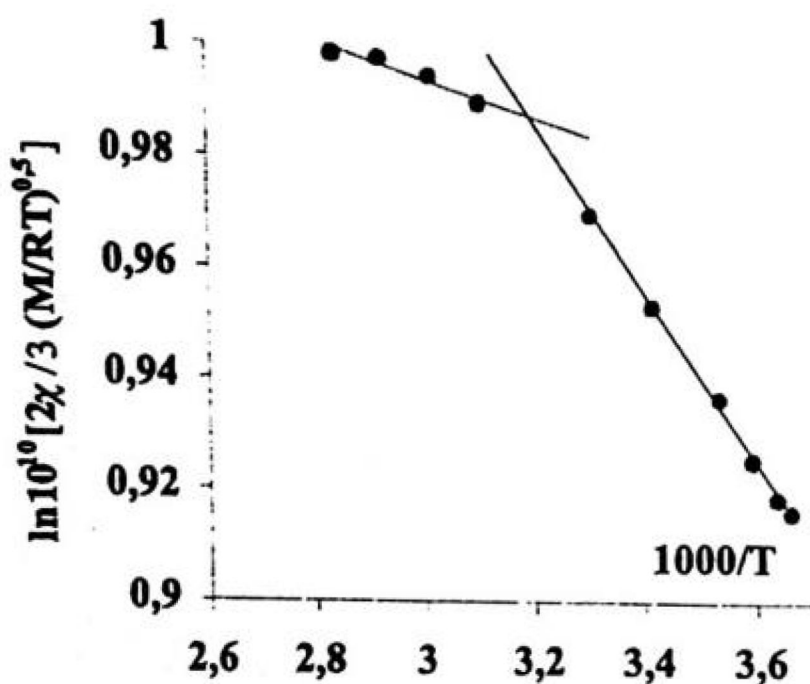


Рис. 7. Зависимость Y от $1/T$ для значений χ_0 жидкой воды при $p=1$ атм [7]

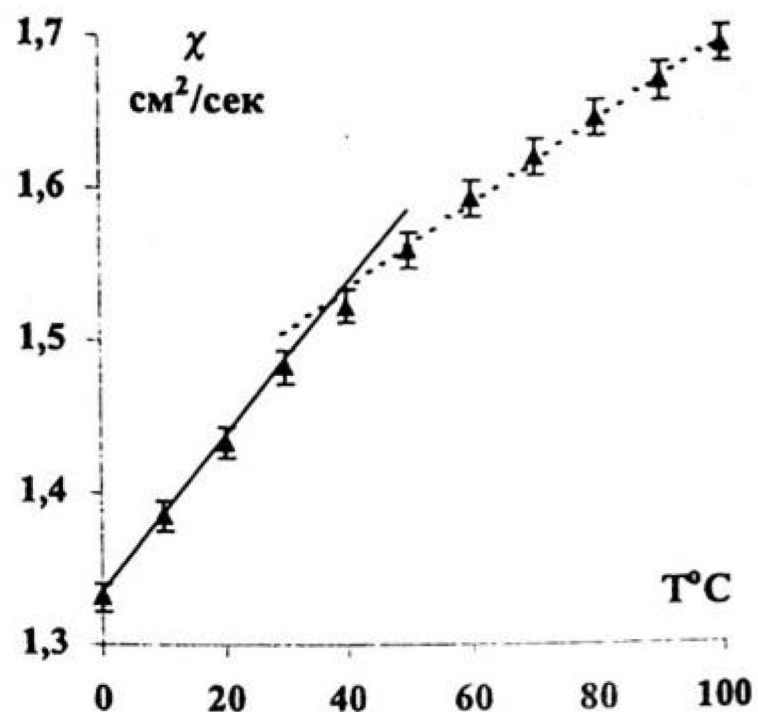


Рис. 8. Температурная зависимость χ воды: точки — данные из [1], линии — расчет по (4). Вертикальными линиями отмечен уровень 0,7% погрешности

Как видим, эта зависимость представляется в виде двух прямых, по уравнениям которых находятся значения E_{χ_0} и $\bar{\delta}$:

$$\text{при } T < 40^\circ\text{C} \quad E'_{\chi_0} = (1,29 \pm 0,01) \text{ кДж/моль}, \quad \bar{\delta} = (0,442 \pm 0,005) \text{ нм} \quad (6)$$

$$\text{при } T \geq 40^\circ\text{C} \quad E''_{\chi_0} = (0,19 \pm 0,01) \text{ Дж/моль}, \quad \bar{\delta} = (0,287 \pm 0,005) \text{ нм} \quad (7)$$

Температурная зависимость χ_0 воды с найденными для нее параметрами E_{χ_0} и $\bar{\delta}$ показана на рис. 8. При этом наличие изменения E_{χ_0} в воде при $T \approx 40^\circ\text{C}$ полностью согласуется с изменением при этой температуре энергии активации всех других явлений переноса. А рассчитанные значения $\bar{\delta}'$ и $\bar{\delta}''$ для χ_0 воды с точностью до ошибки эксперимента совпадают с $r_1 \approx 0,282$ нм и $r_2 \approx 0,45$ нм, при которых имеются максимумы на радиальной функции распределения жидкой воды, соответствующие взаимному расположению ее соседних молекул [7, 13]. Регистрируемое методом рентгеноструктурного анализа постепенное понижение максимума на $r_2 \approx 0,45$ нм и его исчезновение при $T \approx 50^\circ\text{C}$, интерпретируемое исчезновением «льдообразной» структуры в воде, объясняет возникновение перегиба на рис. 7 из-за ажурности «льдообразной» структуры $\bar{\delta}'_{\chi_0} > \bar{\delta}''_{\chi_0}$.

Таким образом, величина χ_0 в воде является структурочувствительным параметром. Причем по виду $\chi_0(T)$ и уравнению (5) можно проводить структурный анализ воды без использования дорогостоящих рентгеновских установок [7].

Для выяснения природы отличия χ_0 и χ_{max} воды экспериментальные значения для χ_{max} аналогично χ_0 представим в виде зависимости $Y = \ln(2\chi \sqrt{M/RT} / 3)$ от $1/TK$ — рис. 9. Как видим, изменение процесса теплопроводности при $T=4^\circ\text{C}$ на данной зависимости проявляется более резко, чем на рис. 6. Найденные по представленным на рис. 9 зависимостям значения $E_{\chi_{\text{max}}}$ и $\bar{\delta}$ оказались равными:

$$\text{при } T < 4^\circ\text{C} \quad E'_{\chi_{\text{max}}} = (14,2 \pm 0,1) \text{ кДж/моль}, \quad \bar{\delta}'_{\chi_{\text{max}}} = (150 \pm 5) \text{ нм} \quad (8)$$

$$\text{при } T \geq 4^\circ\text{C} \quad E''_{\chi_{\text{max}}} = (4,7 \pm 0,1) \text{ Дж/моль}, \quad \bar{\delta}''_{\chi_{\text{max}}} = (2,8 \pm 0,1) \text{ нм} \quad (9)$$

Как видим, как и при расчете по упрощенному уравнению (3), значения $E_{\chi_{\text{max}}}$ оказываются на порядок выше E_{χ_0} и гораздо ближе к значениям энергий активаций других процессов переноса в воде. Особый интерес представляет то, что для χ_{max} существенно больше оказываются также и значения $\bar{\delta}$.

Для выяснения природы ассоциатов из молекул воды, которым соответствуют найденные значения $\bar{\delta}'\chi_{\max}$ и $\bar{\delta}''\chi_{\max}$ учтем, прежде всего, что любая вода фактически является раствором. В частности, использованной в данной работе дистиллированной воде с удельной электропроводностью 2 мкСм/см соответствует раствор NaCl с концентрацией $\gamma \sim 4 \cdot 10^{-6}$ моль/л [11].

А в растворах электролитов все молекулы воды в той или иной мере, оказываются в составе ионных атмосфер, за радиус r_i которых в теории электролитов обычно принимается величина Дебаевского радиуса экранирования. В случае водных растворов одно-одновалентных солей

$$r_i \approx 0,3/\sqrt{\gamma} \text{ (нм)} \quad (10)$$

где γ — концентрация раствора в моль/л [14, 11].

По данному соотношению, рассчитанной выше $\gamma \sim 4 \cdot 10^{-6}$ моль/л -концентрации NaCl, эквивалентной по электропроводности использованной в данной работе дистиллированной воде, соответствует $r_i = 150$ нм, что с точностью до ошибки эксперимента совпадает с величиной $\bar{\delta}'\chi_{\max} = (150 \pm 5)$ нм. Таким образом, при температуре $T < 4^\circ\text{C}$ при малых градиентах температур в слое воды теплообмен преимущественно осуществляется путем обмена энергией между ионными атмосферами. Однако это образование радиусом $r_i = 150$ нм, состоящее примерно из 10^8 молекул, более или менее стабильно лишь при температурах $T < 4^\circ\text{C}$ и разрушается даже при этой температуре под воздействием температурных импульсов с амплитудой более $0,05^\circ\text{C}$.

При температуре $T \geq 4^\circ\text{C}$ ионная атмосфера как целое образование становится уже полностью нестабильной и распадается на более мелкие относительно устойчивые фрагменты (кластеры), внутри которых все молекулы воды связаны между собой водородными связями. Наиболее характерный размер этих кластеров и определяет найденное значение $\bar{\delta}''\chi_{\max} = (2,8 \pm 0,1)$ нм.

Отметим, что в литературе имеется целый ряд попыток оценить размеры кластеров, которыми определяются различные свойства воды. При этом в большинстве случаев приходят к выводу о существовании в воде кластеров радиусом порядка 3 нм [15], что полностью согласуется с впервые найденной в данной работе величиной $\bar{\delta}''\chi_{\max}$.

Однако и кластеры с размером $\bar{\delta}''\chi_{\max}$ также малостабильны. По результатам диэлектрических и масспектральных данных время жизни кластеров в воде не более 10 мкс [11] — через такое время данные кластеры разрушаются и вновь образуются. Однако при наличии направленного теплового потока через тонкий слой жидкости вероятность восстановления кластеров вдоль этого потока снижается, причем этот эффект проявляется в той большей степени, чем выше величина градиента температуры в слое воды. Согласно представленным выше данным, при градиенте температур $\Delta T/d \approx (0,1 - 0,2)^\circ\text{C}/\text{мм} = (1 - 2)^\circ\text{C}/\text{см}$ кластеры вдоль теплового потока практически перестают восстанавливаться, и теплообмен осуществляется лишь молекулами воды с разорванными водородными связями. Поскольку усредненная по большому промежутку времени доля таких

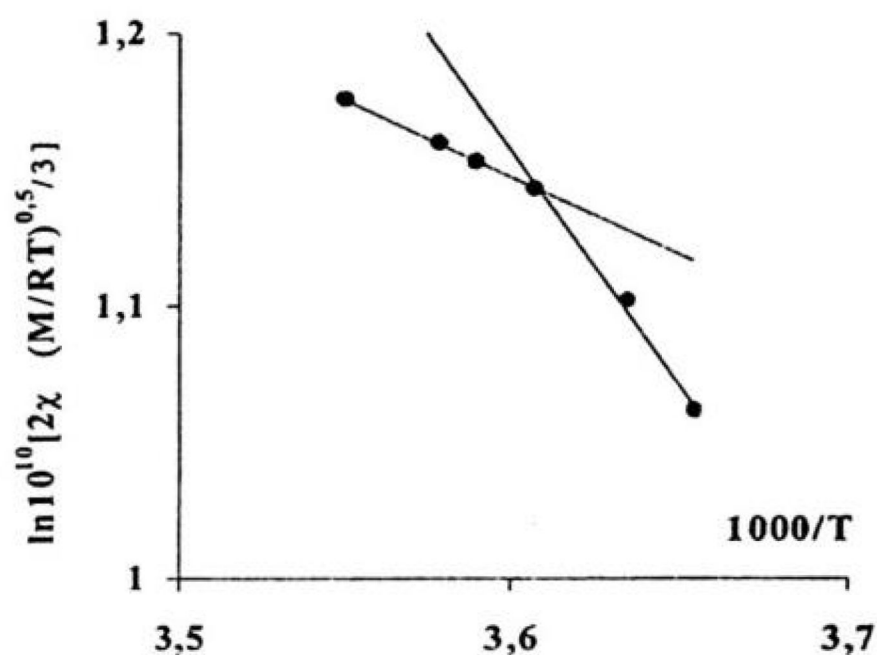


Рис. 9. Зависимость Y от $1/T$ для значений χ_{\max} жидкой воды

молекул в воде очень мала, то более высокое по сравнению с другими жидкостями значение χ в ней можно объяснить лишь тем, что в процессе теплообмена участвуют молекулы, разорвавшие свои водородные связи на время порядка $\tau \sim 10^{-10}$ сек непосредственно перед теплообменом. Перемещение такой временно свободной молекулы подобно молекулам газов, что и обуславливает газоподобный механизм теплопроводности в воде при высоких градиентах температур в ее слоях. Именно такому механизму соответствуют общеизвестные табличные значения χ_0 с энергией активации E_{χ_0} много меньшей энергии водородных связей в воде.

В то же время механизм теплопроводности, соответствующий значениям χ_{\max} воды, можно назвать кластерным, поскольку в этом случае обмен энергиями преимущественно происходит между кластерами воды. Благодаря высокой энергии взаимодействия у молекул воды внутри кластера полученная кластером дополнительная тепловая энергия быстро перераспределяется между всеми входящими в него молекулами. А после распада данного кластера и образования через несколько микросекунд нового, но уже из других соседних молекул, полученная энергия перераспределяется и между этими молекулами. В результате скорость теплообмена при кластерном механизме теплопроводности выше, чем при газоподобном механизме $\chi_{\max} > \chi_0$.

Таким образом, при малых и больших разностях температур в слое воды происходит не количественное, а качественное изменение самого механизма теплопроводности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варгафтик Н. Б., Филиппов Л.П., Тарзиманов А.А., Юрчак Р. П., Тоцкий Е. Е. Теплопроводность жидкостей и газов: Справ. данные. М.: ГСССД, 1970. 154 с.
2. Варгафтик Н. Б., Филиппов Л. П., Тарзиманов А.А., Тоцкий Е. Е. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов. М.: Энергоиздат, 1990. С. 59-68.
3. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963. 708 с.
4. Справочник химика. Т.1. 1962. 700 с.
5. Lienhard, J. A Heat Transfer Textbook. Pheogiston Press. Cambridge, Massachusetts, 2001. 705 с.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
7. Семихина Л. П., Матаев А.С. Обобщение справочных экспериментальных данных по теплопроводности воды // Теплофизика, гидродинамика, теплотехника: сб. ст. Вып. 2. Тюмень: Изд-во ТюмГУ, 2004. С. 212-217.
8. Семихина Л.П., Матаев А.С. Теплопередача в воде и водных растворах солей при малых числах Релея. // Теплофизика, гидродинамика, теплотехника: сб. ст. Вып. 2. Тюмень: ТюмГУ, 2004. С. 39-46.
9. Шабаров А.Б., Семихина Л.П., Матаев А.С. Физико-химические особенности переноса тепла в воде и водных растворах солей. Тюмень: Изд-во ТюмГНГУ, 2004. 32 с.
10. Семихина Л.П. Исследование влияния слабых магнитных полей на физические свойства воды и льда. Дисс. ... канд. ф-м. наук. Изд-во МГУ, 1989. 167 с.
11. Семихина Л.П. Низкочастотная диэлькометрия жидкостей в слабых вихревых электрических полях. Дисс. ... д-ра ф-м. н. СПб.; 2006. 230 с.
12. Шабаров А.Б., Семихина Л.П., Матаев А.С. Измерение эффективных коэффициентов теплопроводности в слоях жидкости. Тюмень: Изд-во ТюмГНГУ, 2004. 18 с.
13. Скрышевский А.Ф. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. М.: Высшая школа, 1980. 360 с.
14. Дебай П. Избранные труды. Л.: Наука. 1987. С. 264- 316. (Debye, P. Falkenhagen, H. // Phys. Ztschr. 1928. V. 29. P. 121).
15. Вода: структура, состояние, сольватация. Достижения последних лет. М.: Наука, 2003.