

В.М. МАХЛАЙЧУК

Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова
(Вул. Дворянська, 2, Одеса 65026; e-mail: interaktiv@ukr.net)**КІНЕМАТИЧНА ЗСУВНА В'ЯЗКІСТЬ ВОДИ,
ВОДНИХ РОЗЧИНІВ ЕЛЕКТРОЛІТІВ ТА ЕТАНОЛУ**

УДК 538.9

У роботі досліджується природа кінематичної зсувної в'язкості асоційованих (вода та водневі розчини електролітів) і сильно асоційованих (спирти) рідин. Показано, що поведінка зсувної в'язкості визначається: 1) орієнтаційними кореляціями і 2) поступальним рухом молекул, характерним для аргону. Перший механізм є визначальним у переохолодженій області та нормальних станах, прилеглих до потрібної точки системи. Другий механізм визначає в'язкість системи при більш високих температурах. Встановлено, що значення характерної температури t_H , що розділяє ці області, є близькою до потрібної точки у воді та водних розчинах електролітів і до критичної точки в етанолі. Узгодження з експериментальними даними у всіх окреслених випадках є цілком задовільним.

Ключові слова: в'язкість, вода, етанол.

1. Вступ

Температурну залежність зсувної в'язкості рідин, зазвичай, описують виразом, що містить суму експоненціальних доданків [1–3]:

$$\eta = \eta_1 \exp(\varepsilon_1/t) + \eta_2 \exp(\varepsilon_2/t) + \dots, \quad (1)$$

де $t = T/T_c$ – безрозмірна температура, T_c – критична температура досліджуваної рідини (константа Больцмана вважається рівною одиниці). Вигляд (1) є відображенням застосування квазікристалічного підходу для опису теплового руху молекул рідини [4]. У цьому уявленні молекули рідини коливаються біля своїх тимчасових положень рівноваги впродовж деякого характерного часу τ_0 і потім зміщуються в нове положення тимчасової рівноваги. Якщо характерний час τ_1 таких переходів є істотно меншим від τ_0 , то такий підхід можна вважати правомірним. Процеси переносу в таких рідинах описуються активаційною теорією [4,5]. Кількісна згода з експериментальними даними досягається шляхом введення температурної залежності параметрів η_1, η_2 , а також ε_1 і ε_2 . Завдяки цьому для іонних рідин і рідин, які можуть переходити у стан скла, досягається згода з експериментально спостережуваними значеннями в'язкості [6–8]. Проте фізичний сенс введених параметрів залишається незрозумілим.

У [9–11] показано, що уявлення про “квазікристалічний” характер теплового руху молекул є непридатним для аргону, оскільки його енергія активації є значно меншою від енергії теплового руху ($\varepsilon_{Ar} < t$).

Для розведених водних розчинів електролітів спостерігається збільшення зсувної в'язкості порівняно з чистою водою. У роботах [12–14] побудована гідродинамічна теорія руху іонів, оточених гідратною оболонкою. Основна ідея полягає в тому, що іон локально змінює густину води у своєму околі і таким чином змінює питомий об'єм, що припадає на одну молекулу води. Для розрахунку зміни питомого об'єму враховується як пряма взаємодія іона з молекулами води, так і опосередкована його дія через сусідні молекули. В результаті для зсувної в'язкості отримано вираз, за структурою повністю збігається з формулою Ейнштейна, в якому питомий об'єм, що входить в неї, визначається сумою об'ємів гідратованих іонів. Особливості руху катіонів і аніонів в розчинах електролітів вивчалися також у [15].

2. Кінематична зсувна в'язкість чистої води

У [16–18] показано, що існує температура t_H така, що в температурному інтервалі $t < t_H$ характер теплового руху молекул води носить кристалоподібний характер, а при $t > t_H$ – аргоноподібний. Відповідно при $t < t_H$ поведінка кінематична

© В.М. МАХЛАЙЧУК, 2015

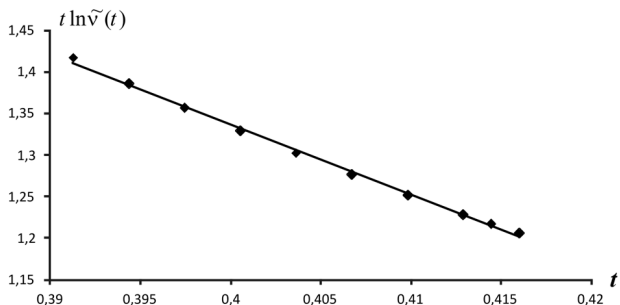


Рис. 1. Температурна залежність $t \ln \tilde{\nu}(t)$ на лінії співіснування води і пари. Точки – експеримент [25], пряма лінія – апроксимація

чної зсувної в'язкості води описується активаційним механізмом, а при $t > t_H$ – аргоноподібним.

Про це саме свідчить і поведінка часу дипольної релаксації τ_d . У області $t < t_H$ час дипольної релаксації τ_d демонструє експоненціальну залежність [19], а відношення $R = \eta/\tau_d$ залишається практично сталою величиною в широкому інтервалі температур, хоча і η і τ_d змінюються суттєво [20, 21]. В області $t < t_H$ температурна залежність зсувної в'язкості води апроксимується виразом типу (1).

Для води температура t_H є близькою за величиною до температури t_D , яка має сенс температури дипольного впорядкування молекул:

$$t_D = \frac{d^2}{3k_B T_c \langle r_{12} \rangle^3} \approx (0,45 - 0,5),$$

де $t = T/T_c$, T_c – критична температура води, $\langle r_{12} \rangle$ – середня відстань між молекулами води, d – дипольний момент молекули води. При $t > t_H$ орієнтаційні кореляції несуттєві, тому обертання молекул води призводять до того, що ефективний потенціал взаємодії між молекулами стає сферично-симетричним, а рух молекул води стає аргоноподібним. При $t < t_H$ поведінка кінематичної зсувної в'язкості суттєво відрізняється від аргоноподібної внаслідок наявності сильних орієнтаційних кореляцій.

Співвідношення між наведеними величинами: кінематичною зсувною в'язкістю $\tilde{\nu} = \nu/\nu_R$, де ν_R – регуляризоване значення кінематичної зсувної в'язкості в околі критичної точки, нормованими температурою $t = T/T_c$ і питомим об'ємом $\tilde{v} = v/v_R$ (v_R – регуляризоване значення питомого об'єму) обговорюватимемо, використовуючи принцип подібності відповідних станів [22]. Регуляри-

зоване значення кінематичної зсувної в'язкості ν_R визначимо за допомогою параболічної екстраполяції значень в'язкості в критичну область [18]. Регуляризоване значення питомого об'єму v_R є пропорційним питомому об'єму в критичній точці: $v_R = \lambda v_c$, де множник λ введено для виключення впливу димерів, тримерів і кластерів більш високого порядку, які утворюються поблизу критичної точки [23, 24].

Розглянемо поведінку кінематичної зсувної в'язкості в переохолоджених станах води. Температурна залежність $t \ln \tilde{\nu}(t)$ на лінії співіснування води і пари наведена на рис. 1.

З рис. 1 випливає, що температурна залежність нормованої кінематичної зсувної в'язкості води описується формулою

$$\tilde{\nu}^{(w)}(\tilde{v}, t) = \tilde{\nu}_0 \exp(\varepsilon_H/t), \tag{2}$$

де $\tilde{\nu}_0 = 2,079 \cdot 10^{-4}$ і $\varepsilon_H = 4,73$. Безрозмірна енергія активації $\varepsilon_H = E_H/k_B T_c$ практично збігається з енергією основного стану в димері води [26, 27]. Відзначимо, що основний стан димеру води формується переважно електростатичними силами [28]. Внесок електростатичних сил перевищує внесок від прямого перекриття електронних оболонок атомів кисню і водню (те, що по суті і є Н-зв'язком між двома молекулами води в димері) приблизно у співвідношенні 10 : 2,5. Але саме повну енергію (електростатичної взаємодії і власне водневого зв'язку) часто ототожнюють з енергією Н-зв'язку і енергією основного стану димеру ([29] і посилання там).

При $t_H < t < 0,95$ обертання молекул води призводить до того, що її основні властивості визначаються усередненим потенціалом, що має форму Ленард-Джонса [29, 30]. З цієї причини слід стверджувати, що кінематична зсувна в'язкість води описується аргоноподібним виразом:

$$\tilde{\nu}^{(w)}(\tilde{v}, t) \approx \frac{\zeta_0(t)}{(\tilde{v} - \tilde{\nu}_0^{(w)})^{1/3}}. \tag{3}$$

Для знаходження параметрів $\zeta_0(t)$ і $\tilde{\nu}_0^{(w)}(t)$ використовується залежність $\tilde{\nu}^3(t)\tilde{v} = \tilde{\nu}^3\tilde{\nu}_0 + \zeta_0^3$ від $\tilde{\nu}^3$, рис. 2.

У такий спосіб знаходимо, що $\zeta_0 = 0,643$ і $\tilde{\nu}_0 = 0,358$. Ці значення параметрів ζ_0 і $\tilde{\nu}_0$ збігаються з такими для рідкого аргону [16]. Підкреслимо,

що аргоноподібна поведінка кінематичної зсувної в'язкості проявляється при $t > 0,5$, а в температурному інтервалі $t < 0,5$, в якому є сильні орієнтаційні кореляції, поведінка зсувної в'язкості визначається саме ними і описується формулою (2). Можна припустити, що в'язкість води в усій області існування рідкого стану апроксимується суперпозицією експоненціального внеску (2) і аргоноподібного (3):

$$\tilde{\nu}_w(\tilde{\nu}, t) \approx \tilde{\nu}_0 \exp(\varepsilon_H/t) + \frac{\zeta_0}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0^{(w)})^{1/3}}. \quad (4)$$

Відзначимо, що виключений об'єм на одну молекулу $\tilde{\nu}_0^{(w)}(t)$ залежить від температури несуттєво. На рис. 3 наведено порівняння експериментальних значень в'язкості і різних внесків з (4).

Як бачимо, експоненціальний внесок у зсувну в'язкість в інтервалі температур $t > 0,55$ є таким, що їм можна знехтувати в порівнянні із внеском аргоноподібного типу.

3. Кінематична зсувна в'язкість водного розчину NaCl

Розглянемо кінематичну зсувну в'язкість водного розчину NaCl при мольній концентрації солі $x = 0,07$. При цій концентрації на одну пару аніона і катіона припадає приблизно 13 молекул води, що збігається з їх числом в гідратних оболонках іонів [12]. Оскільки іони мають сферично-симетричну форму, вони практично не впливають на характер орієнтаційних кореляцій. У зв'язку з цим, повинна спостерігатися подібність в поведінці кінематичної зсувної в'язкості водного розчину NaCl і води. Ця обставина повністю підтверджується аналізом експериментальних значень [25, 32] зсувної в'язкості. Так, в температурному інтервалі $252 < T < 315$ К експериментальні дані описуються експоненціальною залежністю

$$\tilde{\nu}(\tilde{\nu}, t) = \tilde{\nu}_0 \exp(\varepsilon_0/t),$$

де $\tilde{\nu}_0 = 18,75 \cdot 10^{-4}$ і $\varepsilon_0 = 4,28$. Тут нормування здійснюється на значення регуляризованої зсувної в'язкості, яке отримано шляхом екстраполяції експериментальних значень кінематичної зсувної в'язкості розчину, до критичної температури води T_c . Безрозмірна енергія активації визначається, як і раніше, співвідношенням $\varepsilon_0 = E_0/k_B T_c^{(w)}$. Значення ε_0 для розчину NaCl є дещо меншим від значе-

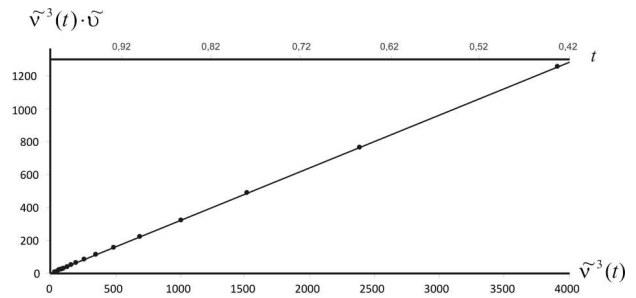


Рис. 2. Комбінація $\tilde{\nu}^3(t) \cdot \tilde{\nu}$ як функція $\tilde{\nu}^3$, пряма лінія – апроксимація

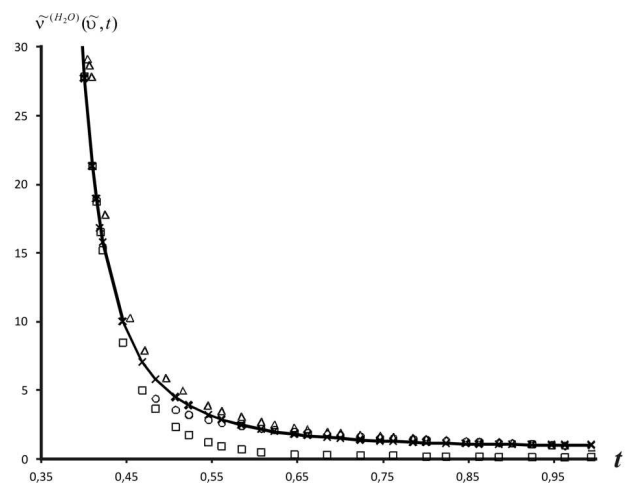


Рис. 3. Порівняння поведінки різних внесків в $\tilde{\nu}^{(H_2O)}(\tilde{\nu}, t)$: □ – експоненціальний внесок в (1), ○ – аргоноподібний внесок, △ – сума обох внесків (1), та × – експеримент [31]

ння для води, що пов'язано з частковим руйнуванням тетрагональних конфігурацій в розведеному розчині електроліту. Зростання амплітуди зсувної в'язкості розчину електроліту в порівнянні з водою приблизно у 9 разів, можливо, свідчить про те, що молекули води рухаються частково спільно з гідратним комплексом [28].

У інтервалі температур $T \sim 333\text{--}423$ К характер поведінки кінематичної зсувної в'язкості розчину є аргоноподібним (3) зі значеннями $\zeta_0 = 0,922$ і $\tilde{\nu}_0 = 0,260$. Відзначимо, що значення $\tilde{\nu}_0 = 0,260$ відповідає питомому об'ємові, що припадає на одну молекулу розчину при температурі $T \approx 315$ К. Це значення є меншим за відповідне значення для води на 21%, що цілком задовільно узгоджується зі зростанням густини електроліту даної концентрації по відношенню до води: $(\frac{n_{el}}{n_w} - 1) \cdot 100\% = 20\%$.

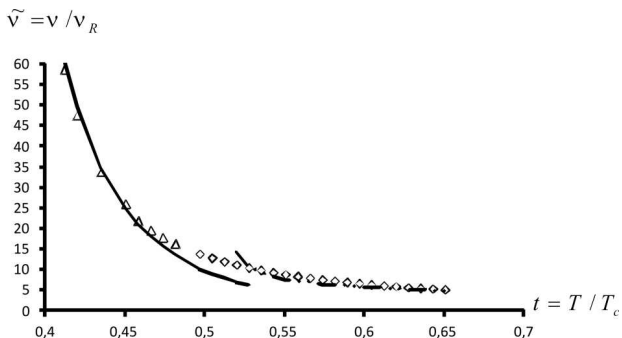


Рис. 4. Залежність нормованої кінематичної зсувної в'язкості водного розчину NaCl від нормованої температури. Трикутники – експериментальні значення [25,32] в інтервалі температур 252–308 К, ромби – 333–423 К. Суцільна лінія відповідає формулі (2), пунктирна лінія – (3)

Зміна активаційного механізму формування кінематичної зсувної в'язкості на аргоноподібний відбувається при $T \sim 315$ К. Відмінність між експериментальними даними і значеннями, розрахованими з формулами (2) і (3), не перевищує 1–5%. Порівняння з експериментальними даними наведено на рис. 4.

У випадку розчинів електроліту експоненціальна і аргоноподібна залежності зсувної в'язкості стикаються поблизу температури кросовера ($t = 315$ К) дещо гірше, ніж для води. Тому тут важко вказати інтерполяційну формулу, що також успішно описує експериментальні дані, як і формула (4).

4. Кінематична зсувна в'язкість спиртів

Цей розділ буде присвячений обговоренню кінематичної зсувної в'язкості одноатомних спиртів типу метанолу і етанолу. Ці спирти відносяться до

Таблиця 1. Експериментальні значення часу дипольної релаксації τ_D чистої води і етанолу для різних температур

$t = T/T_c$	τ_D , пс	
	H ₂ O	C ₂ H ₅ OH
0,4	100	≈500
0,5	14	350
0,58	6	140
0,6	5	130
0,7	2	45

сильно асоційованих рідин. Численні спектроскопічні експерименти [33, 34] демонструють в спектрах поглинання інфрачервоного випромінювання наявність димерів, тримерів і тетрамерів практично в усій області їх рідких станів.

Прямим свідченням кластеризації є величина і температурна залежність часу дипольної релаксації τ_D [19, 35]. Експериментальні дані для етанолу, порівняно з водою, наведені в табл. 1.

Як бачимо, при температурах $T/T_c < 0,42$, відповідаючих переохолодженим станам води, значення часів дипольної релаксації води і етанолу значно перевищують відповідні часи вільного обертання для молекул води (0,7 пс) і етанолу (2 пс). При підвищенні температури час дипольної релаксації води експоненціально зменшується і при $T/T_c \approx 0,7$ виявляється близьким до періоду вільного обертання. У разі етанолу, час дипольної релаксації так само спадає експоненціально, але в усій області існування рідкого етанолу він виявляється значно більше періоду вільного обертання. Це означає, що характер теплового руху в етанолі є суттєво відмінним від аргоноподібного. Інакше кажучи, зміна орієнтацій в ньому відбувається за активаційним механізмом. Цей факт підтверджується також оцінкою температури дипольного впорядкування молекул етанолу:

$$t_D = \frac{d^2}{3k_B T_c \langle r_{12} \rangle^3} \approx 0,85-0,87,$$

яка відповідає $\langle r_{12} \rangle = 2,15 \text{ \AA}$ (це – відстань між молекулами етанолу в рівноважній конфігурації димеру [35]) і значенню дипольного моменту молекули етанолу: $d = 1,69D$. Таким чином, в інтервалі температур існування рідкого етанолу орієнтаційні кореляції є визначальними, тобто при $t < t_D$ молекули етанолу зв'язуються в кластери різного порядку: димери, тримери, тетрамери і таке інше. Ці факти дозволяють нам зробити висновок, що в усьому температурному інтервалі існування рідкого етанолу поведінка кінематичної зсувної в'язкості повинна мати активаційний характер, рис. 5.

Як бачимо, експериментальні дані повністю підтверджують наш висновок про чисто активаційний характер зсувної в'язкості в усьому температурному інтервалі існування рідкого етанолу. Параметри, що входять у формулу (2), для етанолу дорівнюють $\tilde{\nu}_0 = 423,8 \cdot 10^{-4}$ і $\varepsilon_0 = 2,98$, тобто безрозмірна величина енергії активації виявляється

дещо меншою, ніж у випадку води, а передекспоненціальний множник – значно більшим. З подібною ситуацією ми зіткнулися і під час аналізу зсувної в'язкості водних розчинів електролітів і, так само як там, значне зростання передекспоненціального множника пов'язане з відносним рухом кластерів (димерів, тримерів, тетрамерів і т.п.).

Зважаючи на визначальну роль орієнтаційних кореляцій, зупинимось ще на одному факті, який підтверджує цей висновок. Розглянемо поведінку теплоємності рідкого етанолу. Для опису відносної величини різних внесків у теплоємність використовуємо безрозмірну величину $i_Q = 2C_V/k_B N_A$, яку в роботах [19, 40] було названо числом теплових ступенів вільності, що доводяться на одну молекулу (тут C_V – теплоємність системи при сталому об'ємі, N_A – число Авогадро). Величина i_Q відрізняється від стандартного числа ступенів вільності молекули тим, що кількість коливальних ступенів вільності у ньому подвоюється. Максимальне значення числа теплових ступенів вільності для поступального і обертального рухів молекули дорівнює 12. Це число відповідає поступальним та орієнтаційним коливанням в твердому етанолі. У рідкому етанолі сума $i_Q^{(tr)} + i_Q^{(rot)} = 12$ на 1–2 одиниці менша, що підтверджується оцінками, зробленими для води [19, 40]. У згоді з цим вважатимемо, що число коливальних теплових ступенів вільності дорівнює $i_Q^{(v)} \approx i_Q - 12$. Температурна залежність наведена на рис. 6.

Колівальні внески в теплоємність рідкого етанолу формуються: 1) низько-частотними внутрішньомолекулярними коливаннями і 2) коливаннями власне водневих зв'язків між молекулами (див. вище). Саме таким чином можна пояснити температурну залежність коливального числа теплових ступенів вільності (це буде зроблено в окремій роботі). Проте, навіть без детального аналізу, рис. 6 явно свідчить про значну роль ефектів кластеризації.

5. Обговорення отриманих результатів

У роботі обговорюється фізична природа кінематичної зсувної в'язкості асоційованих рідин: води, водних розчинів електролітів і етанолу. Молекули води і етанолу мають порівняні за величиною дипольні моменти. Показано, що характерні температури дипольного впорядкування у воді і во-

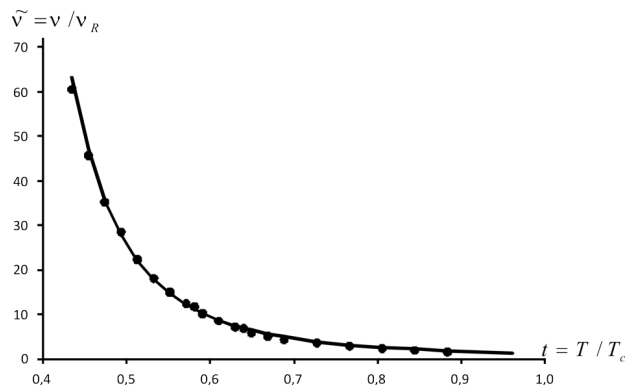


Рис. 5. Кінематична зсувна в'язкість етанолу, як функція температури. Кружечки – експериментальні дані [37–39], суцільна лінія – значення, розраховані за формулою (2)

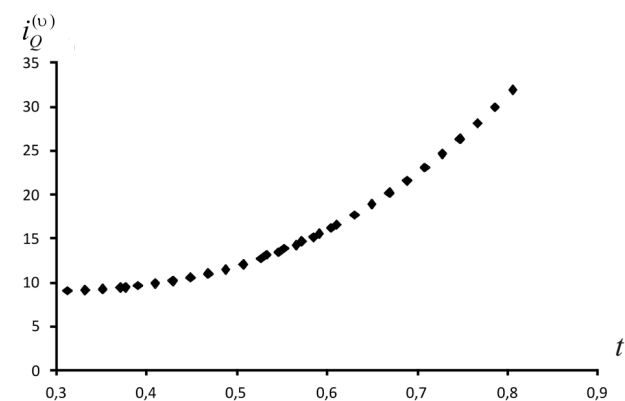


Рис. 6. Температурна залежність числа теплових ступенів вільності на одну молекулу $i_Q^{(v)}$ для рідкого етанолу згідно з експериментальними даними [37]

дних розчинах електролітів є близькими до температур їх потрійних точок. З цього випливає, що характер теплового руху в них практично в усій області існування їх рідких станів є аргонподібним. Наслідком цього є подібна поведінка їх кінематичних зсувних в'язкостей. В той самий час, в області переохолоджених станів, а так само нормальних станах, які прилягають до потрійної точки, характер теплового руху молекул визначається, головним чином, сильними дипольними кореляціями, які призводять до активаційного механізму теплового руху молекул. Як наслідок, в цій області кінематична зсувна в'язкість має експоненціальний характер температурної залежності.

На відміну від цього, характерна температура дипольного впорядкування в рідкому етанолі ви-

являється близькою до температури критичної точки. Іншими словами, практично в усій області існування рідкого етанолу тепловий рух його молекул визначається сильними дипольними кореляціями. Це приводить до утворення димерів, тримерів, тетрамерів і кластерів більш високого порядку. Область існування аргоноподібного руху молекул відсутня. Кінематична зсувна в'язкість в усьому температурному інтервалі описується експоненціальним виразом, характерним для активаційного механізму руху молекул.

Результатом нашого аналізу є те, що стандартні представлення, використані для опису кінематичної зсувної в'язкості розчинів електролітів і що базуються на притягненні ефектів гідратації, а так само моделей руху по порожнечках сітки водневих зв'язків, є суттєво спрощеними.

На закінчення мені хотілося б сердечно подякувати Ювіляру – академіку Л.А. Булавіну – за стимулювання цього дослідження. Я дуже вдячний також професору Н.П. Маломузу за постійну увагу до роботи.

- D. Eisenberg and V. Kauzmann, *The Structure and Properties of Water* (Oxford University Press, New York, 1969), p. 310.
- Byung Chan Eu, *Transport Coefficients of Fluids* (Springer, Berlin, London, 2011).
- J.P. Hsu and S.H. Lin, *J. Chem. Phys.* **118**, 172 (2003).
- J. Frenkel, *Kinetic Theory of Liquids* (Dover Publ., New York, 1955).
- E.N. da C. Andrade, *Nature* **125**, 309 (1930).
- R. Casalini and C.M. Roland, *J. Non-Cryst. Sol.* **353**, 3936 (2007).
- Y. Pan, L.E. Boyd, J.F. Kruplak, W.E. Cleland, Jr. J.S. Wilkes, and C.L. Hussey, *Journal of The Electrochemical Society* **158**(1) F1 (2011).
- F.M. Gacío, X. Paredes, M.J.P. Comuñas, and Josefa, *J. Chem. Thermodynamics* **62**, 162 (2013).
- V. Blazhnov, N.P. Malomuzh, and S.V. Lishchuk, *J. Chem. Phys.* **121**, 6435 (2004).
- L.A. Bulavin, A.I. isenko, and N.P. Malomuzh, *Chem. Phys. Lett.* **453**, 183 (2008).
- N.P. Malomuzh and V.P. Oleynik, *J. Struct. Chem. (Russia)* **49**, 1055 (2008).
- A.M. Зайцева, И.З. Фишер, *ЖСХ* **4**, №1, 3 (1963).
- И.З. Фишер, А.М. Зайцева, *ЖСХ* **4**, №3, 331 (1963).
- И.З. Фишер, А.М. Зайцева, *ДАН СССР* **154**, №5, 1175 (1964).
- Л.А. Булавін, І.В. Жиганюк, М.П. Маломуж, К.М. Панкратов, *УФЖ* **56**, №9, 894 (2011).
- L.A. Bulavin, N.P. Malomuzh, and K.S. Shakun, *Ukr. J. Phys.* **50**, 653 (2005).
- L.A. Bulavin, A.I. Fisenko, and N.P. Malomuzh, *Chem. Phys. Lett.* **183**, 453 (2008).
- N.P. Malomuzh and V.P. Oleynik, *J. Struct. Chem. (Russia)* **49**, 1093 (2008).
- Н.П. Маломуж, В.Н. Махлайчук, П.В. Махлайчук, К.Н. Панкратов, *ЖСХ* **54**, Supp. 1, S24 (2013).
- H.R. Pruppacher, *J. Chem. Phys.* **56**, 101 (1972).
- K. Yao M.Okada, Y. Hiejima, H. Kohno, and Y. Kojihara, *J. Chem. Phys.* **110**, 3026 (1999).
- A.Z. Patashinskii, V.L. Pokrovsky, *Fluctuation Theory of Phase Transitions* (Pergamon Press, 1979).
- M. Nishio, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13**, 13873 (2011).
- V.L. Kulinskii and N.P. Malomuzh, *Phys. Rev. E* **67**, 011501 (2003).
- J. Kestin, H.E. Khalifa, and R.J. Correia, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **10**, No. 1, 71 (1981).
- C. Leforestiera, F. Gatti, R.S. Fellers, and R.J. Saykally, *J. Chem. Phys.* **117**, 8710 (2002).
- R.M. Shields, B. Temelso, K.A. Archer, T.E. Morrell, and G.C. Shields, *J. Phys. Chem. A* **114**, 11725 (2010).
- І.В. Жиганюк, *Мікроскопічна теорія взаємодії молекул води*, дис. на здобуття наук. ступеня канд. ф.-мат. наук (Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, 2013).
- П.В. Махлайчук, *Роль водневих зв'язків у формуванні властивостей води*, дис. на здобуття наук. ступеня канд. ф.-мат. наук (Одеський національний університет ім. І.І.Мечникова, Одеса, 2013).
- S.V. Lishchuk, N.P. Malomuzh, and P.V. Makhlaichuk, *Phys. Lett. A* **374**, 2084 (2010).
- J. Kestin, J.V. Sengers, B. Kamgar-Parsi and J.M.H. Levelt Sengers, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 175 (1984).
- http://thermalinfo.ru/publ/zhidkosti/voda_i_rastvory/teplofizicheskie_svoystva_vod-nykh_rastvorov_khloristogo_natrija_i_kalcija/32-1-0-225.
- P. Golub, I. Doroshenko, V. Pogorelov, V. Sablinskas, and V. Balevicius, *J. Ceponkus. Papers in Physics* **2013**, Article ID 473294, 4 pages (2013).
- R.A. Provencal, Raphael N. Casaes, Katja Roth, Joshua B. Paul, Chris N. Chapo, and Richard J. Saykally, *J. Phys. Chem. A* **104**, 1423 (2000).
- B.G. Lone, P.B. Undre, S.S. Patil, P.W. Khirade, and S.C. Mehrotra, *Journal of Molecular Liquids* **141**, 47 (2008).
- V. Dyczmons, *J. Phys. Chem. A* **108**, 2080 (2004).
- Н.Б. Варгафтик, *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей* (Наука, Москва, 1972).
- Y. Tanaka, Y. Matsuda, H. Fujira, H. Kubota, and T. Makita, *International Journal of Thermophysics* **8**, No. 2, 147 (1987).

39. M.J. Assael and S.K. Polimatidou, International Journal of Thermophysics **15**, No. 1, 95 (1994).
 40. S.V. Lishchuk, N.P. Malomuzh, and P.V. Makhlaichuk, Phys. Lett. A **375**, 2656 (2011).

Одержано 12.05.15

V.M. Makhlaichuk

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ СДВИГОВАЯ ВЯЗКОСТЬ ВОДЫ, ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ЭЛЕКТРОЛИТОВ И ЭТАНОЛА

Резюме

В работе рассматривается природа кинематической сдвиговой вязкости ассоциированных (вода и водные растворы электролитов) и сильно ассоциированных (спирты) жидкостей. Показано, что поведение сдвиговой вязкости определяется: 1) ориентационными корреляциями и 2) поступательным движением молекул, характерным для аргона. Первый механизм является определяющим в переохлажденной области и нормальных состояниях, прилегающих к тройной точке системы. Второй механизм определяет вязкость системы при более высоких температурах. Установлено, что значение характерной температуры, разделяющей эти области, близко к тройной точке в случае воды и к кри-

тической точке в случае этанола. Согласие с экспериментальными данными является весьма удовлетворительным.

V.M. Makhlaichuk

KINEMATIC SHEAR VISCOSITY OF WATER, AQUEOUS SOLUTIONS OF ELECTROLYTES, AND ETHANOL

S u m m a r y

The nature of the kinematic shear viscosity in associated (water and aqueous solutions of electrolytes) and strongly associated (alcohols) liquids has been studied. The behavior of the kinematic shear viscosity is shown to be governed by orientational correlations and the translational motion of molecules, which is characteristic of argon. The former mechanism dominates in the supercooled area and in normal states close to the triple point. The latter one is responsible for the viscosity at higher temperatures. The characteristic temperature t_H separating those areas is found to be close to the triple point in the case of water and electrolyte aqueous solutions, and to the critical point in the case of ethanol. The agreement with experimental data is quite satisfactory.