НЕОРГАНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, 2021, том 57, № 8, с. 895–900

УДК 541.64:539.199:537.3

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ДЕЛОКАЛИЗАЦИИ АТОМА В НЕОРГАНИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ

© 2021 г. Д. С. Сандитов[1, 2, *], А. А. Машанов[1]

[1]Бурятский государственный университет им. Доржи Банзарова, ул. Смолина, 24а, Улан-Удэ, 670000 Россия

[2]Институт физического материаловедения СО Российской академии наук, ул. Сахьяновой, 6, Улан-Удэ, 670047 Россия

*e-mail: Sanditov@bsu.ru

Поступила в редакцию 21.09.2020 г.
После доработки 18.02.2021 г.
Принята к публикации 31.03.2021 г.

Развито представление о том, что делокализация атома – его предельное смещение из локального равновесного положения – есть процесс, сводящийся к локальному возбуждению в сплошной упругой среде. Оценка энергии делокализации атома в неорганических стеклах с привлечением теории упругости находится в удовлетворительном согласии с другими способами расчета этой энергии.

Ключевые слова: теория упругости, энергия делокализации атома, ангармонизм, мостиковый атом, неорганические стекла, модель делокализованных атомов

DOI: 10.31857/S0002337X21080285

ВВЕДЕНИЕ

Применение континуальных теорий, а именно уравнений теории упругости и гидродинамики, к движению дискретных частиц молекулярных размеров известно уже давно, и оно приводит к разумным результатам (см., например, [1–3]). А. Эйнштейн [1] в свое время использовал классическую формулу Стокса для вязкости при оценке радиуса молекулы сахара, растворенного в воде, трактуя эту молекулу как шарик в вязкой жидкости. Я.И. Френкель [2] в этом направлении идет дальше, он применяет макроскопическую формулу Стокса к атомам самой жидкости и при этом поясняет, что “перемещение каждой частицы жидкости из одного положения равновесия в соседнее сопровождается некоторым перемещением окружающих ее частиц, которое более или менее правильным образом описывается уравнениями гидродинамики несжимаемой вязкой жидкости” [2, с. 184].

В максвелловской теории релаксационной упругости [2, 4] время релаксации τ определяется отношением двух макроскопических величин, а именно, коэффициента вязкости и упругого модуля сдвига ($\tau = \eta/G$). Я.И. Френкель [2] максвелловское макроскопическое время релаксации трактует как время молекулярной релаксации. “Это обстоятельство не только явствует из существа дела, но подтверждается рассмотрением действия силы переменного направления ...” [2, с. 187].

Настоящая работа посвящена расчету энергии делокализации атома в стеклах с привлечением уравнений теории упругости и сравнению данного подхода с другими способами расчета этой энергии.

Цель работы – количественная оценка энергии делокализации атома в неорганических стеклах на основе теории упругости.

ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМА В СТЕКЛАХ

Под делокализацией атома подразумевается его предельное смещение из локального равновесного положения. Например, в силикатных стеклах она представляет собой предельное смещение “шарнирного” мостикового атома кислорода в мостике Si–O–Si, связанное с локальной низкоактивационной деформацией кремнекислородной сетки [5–7]. Предельное смещение атома Δr_m соответствует предельной упругой деформации связи между атомами, при которой происходит переход от упругой к неупругой деформации межатомной связи.

Энергия делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$ равна работе предельного смещения атома, совершаемой против внутреннего молекулярного давления p_i, обусловленного силами межатомного (межмолекулярного) притяжения [5],

$$\Delta\varepsilon_e = p_i \Delta v_e, \quad (1)$$

где Δv_e – элементарный флуктуационный объем, необходимый для делокализации атома (объем делокализации атома). Он определяется масштабом предельного смещения атома Δr_m и площадью его эффективного сечения $s_0 = \pi d^2$: $\Delta v_e = s_0 \Delta r_m$ и вычисляется по формуле, полученной с использованием уравнений теории упругости [5],

$$\Delta v_e = \frac{3(1-2\mu)kT_g}{f_g E}. \quad (2)$$

Здесь k – постоянная Больцмана, μ – коэффициент Пуассона, E – модуль упругости при одноосной деформации, f_g – доля флуктуационного объема, замороженная при температуре стеклования T_g.

Флуктуационный объем жидкостей и аморфных веществ возникает в результате делокализации атомов (тепловых смещений частиц): $\Delta V_e = N_e \Delta v_e$, где N_e – число делокализованных атомов. Величина f_g определяется обычно по данным о вязкости в области стеклования и у стеклующихся систем одного класса является практически универсальной постоянной [5–7]

$$f_g = \left(\frac{\Delta V_e}{V}\right)_{T=T_g} \approx \text{const}.$$

Энергия делокализации атома в стеклах рассчитывается по уравнению [5]

$$\Delta\varepsilon_e = RT_g \ln\left(\frac{1}{f_g}\right) \quad (3)$$

(R – газовая постоянная).

На первый взгляд создается впечатление, что по этому уравнению вычисляется значение энергии делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$, относящееся только к температуре стеклования T_g. Однако из определения (1) следует, что энергия делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$ должна оставаться постоянной в достаточно широком интервале температур, поскольку $\Delta v_e \approx \text{const}$ и $p_i \approx \text{const}$ [5, 8, 9].

Температурную зависимость энергии делокализации атома можно проверить по соотношению, следующему из модели делокализованных атомов и активационной теории вязкости [10],

$$\Delta\varepsilon_e = RT \ln\left[\frac{\Delta F_\eta(T) - \Delta F_\infty}{RT} + 1\right],$$

где $\Delta F_\eta(T)$ – свободная энергия активации вязкого течения стеклообразующих расплавов, а ΔF_∞ – ее высокотемпературный предел ($\Delta F_\infty \cong \text{const}$). В работе [10] показано, что, например, у листового силикатного стекла ($T_g = 807$ K) в достаточно широком интервале температур (778–1039 K) свободная энергия активации вязкого течения $\Delta F_\eta(T)$ падает от 262 до 180 кДж/моль, а энергия делокализации атома в этом интервале остается постоянной и равной $\Delta\varepsilon_e = 21$ кДж/моль, что совпадает с результатом расчета по формуле модели (3).

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ДЕЛОКАЛИЗАЦИИ АТОМА С ПРИВЛЕЧЕНИЕМ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ

Рассмотрим расчет энергии делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$ как работы предельной упругой деформации межатомной связи Δr_m в сплошной упругой среде. Эта работа идет на приращение (запасание) упругой энергии $\Delta\varepsilon_e$, которая определяется формулой теории упругости [11, 12]

$$\Delta\varepsilon_e = \frac{k_0(\Delta r_m)^2}{2}, \quad (4)$$

где k_0 – коэффициент упругости (жесткость связи). Умножив и разделив на площадь эффективного сечения атома $s_0 \approx r_0^2$, формулу упругой энергии (4) представим в виде

$$\Delta\varepsilon_e = \frac{1}{2}\left(\frac{k_0}{r_0}\right)\left(\frac{\Delta r_m}{r_0}\right) r_0^2 \Delta r_m. \quad (5)$$

Здесь r_0 – равновесное межатомное расстояние. Произведение площади сечения атома $r_0^2 \approx \pi d^2$ на его предельное смещение Δr_m имеет смысл элементарного объема Δv_e, необходимого для делокализации атома [5],

$$\Delta v_e = r_0^2 \Delta r_m. \quad (6)$$

Будем полагать, что в первом приближении закон Гука справедлив вплоть до предельной деформации связи Δr_m

$$F \approx k_0 \Delta r_m, \quad \left(\frac{F}{r_0^2}\right) = \left(\frac{k_0}{r_0}\right)\frac{\Delta r_m}{r_0}, \quad \sigma \approx E\left(\frac{\Delta r_m}{r_0}\right),$$

откуда видно, что коэффициент упругости k_0 и модуль упругости E взаимосвязаны

$$E \approx \frac{k_0}{r_0}. \quad (7)$$

Атом при его делокализации перемещается на расстояние Δr_m, при котором нарушается линейная зависимость силы межатомного притяжения от смещения атома. Поэтому относительная предельная деформация связи ($\Delta r_m / r_0$) оказывается обратно пропорциональной параметру Грюнайзена γ_D – мере нелинейности силы межатомного взаимодействия (ангармонизма) [3, 13]

$$\frac{\Delta r_m}{r_0} = \frac{1}{6\gamma_D}. \quad (8)$$

Параметр Грюнайзена входит в уравнение состояния твердого тела и определяется изменением частоты колебаний решетки в зависимости от из-

менения объема тела. Обычно γ_D вычисляется по известному уравнению Грюнайзена

$$\gamma_D = \frac{\beta VB}{C_v} \quad (9)$$

по экспериментальным данным о коэффициенте объемного теплового расширения β, молярном объеме V, изотермическом модуле объемного сжатия B и молярной теплоемкости C_v.

Помимо уравнения Грюнайзена, для γ_D используются другие соотношения, например уравнение Беломестных–Теслевой [14]

$$\gamma_D = \frac{3}{2}\left(\frac{1+\mu}{2-3\mu}\right). \quad (10)$$

Эта сравнительно простая формула (10), предложенная недавно на основе теории упругости, молекулярной акустики и термодинамики, находится в удовлетворительном согласии с уравнением Грюнайзена (9) [14, 15] (рис. 1). Лучшее согласие наблюдается для квазиизотропных щелочногалоидных кристаллов с центральными силами взаимодействия частиц и стекол. Небольшие отклонения для некоторых кристаллов [14] могут быть обусловлены сильно выраженной анизотропией этих систем. Причина отклонений может заключаться также в разбросе значений γ, полученных разными исследователями. Например, по трем разным источникам параметр Грюнайзена (9) для алюминия составляет 2.11, 2.43 и 2.34 (см. [3]).

Подставив в равенство (5) соответствующие величины из формул (6), (7) и (8), с учетом (10) приходим окончательно к следующему уравнению для расчета энергии делокализации атома

$$\Delta\varepsilon_e = \frac{(2-3\mu)}{18(1+\mu)} E\Delta v_e. \quad (11)$$

Элементарный объем делокализации атома Δv_e в уравнении (11) вычисляется по формуле (2), полученной также с привлечением элементов теории упругости [5].

Результаты оценки энергии $\Delta\varepsilon_e$ по формуле (11) приведены в табл. 1 для ряда неорганических стекол. С учетом использованных приближений можно считать, что они вполне удовлетворительно согласуются с данными, полученными по формуле модели делокализованных атомов (3).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ОЦЕНКА $\Delta\varepsilon_e$ ПО ДАННЫМ О ПОВЕРХНОСТНОМ НАТЯЖЕНИИ

1. Таким образом, из приведенных выше соображений и данных следует, что делокализацию атома в стеклах можно рассматривать в принципе как локальную упругую деформацию в непрерывном упругом континууме.

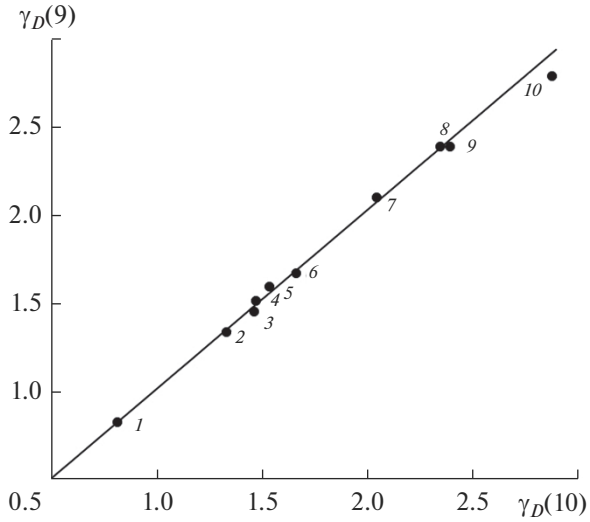

Рис. 1. Линейная корреляция между значениями параметра Грюнайзена γ_D, полученными по уравнению Грюнайзена (9) и по формуле Беломестных–Теслевой (10), для различных твердых тел (использованы данные [14, 15]): *1* – Be, *2* – LiF, *3* – NaCl, *4* – LiCl, *5* – KCl, *6* – KBr, *7* – Al, *8* – Ag, *9* – Pd, *10* – Au.

Работа предельной упругой деформации связи между атомами, равная энергии делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$, совершается, как отмечалось выше, против внутреннего молекулярного давления p_i, обусловленного силами межатомного притяжения (1). Отсюда естественно ожидать, что энергия $\Delta\varepsilon_e$ должна быть тесно связана с коэффициентом поверхностного натяжения σ, который также определяется главным образом внутренним давлением [8, 16].

Поверхностное натяжение жидкости σ равно работе, необходимой для того, чтобы путем растяжения поверхностного слоя против сил межатомного притяжения увеличить его поверхность на единицу площади (например, на 1 см^2). В соответствии с приближением Я.И. Френкеля [16, с. 50] работу обнажения свободной поверхности в 2 см^2 при отрыве друг от друга двух единичных атомных площадок по 1 см^2 можно определить соотношением

$$2\sigma \approx p_i\Delta r_m. \quad (12)$$

При переходе к деформации межатомной связи вместо поверхностного натяжения σ, отнесенного к единице площади, следует брать атомное поверхностное натяжение σ_a, равное произведению σ на площадь сечения атома $s_0 = \pi d^2$, и учесть равенство (12)

$$2\sigma_a = 2\sigma\pi d^2 = (p_i\Delta r_m)\pi d^2 = p_i\left(\pi d^2\Delta r_m\right) = \\ = p_i\Delta v_e = \Delta\varepsilon_e. \quad (13)$$

Таблица 1. Сравнение результатов расчета энергии делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$ по формулам (3) и (11) для неорганических стекол

Стекло	$E \times 10^7$, Па	μ	T_g, K	f_g	Δv_e, Å^3	$\Delta\varepsilon_e$, кДж/моль	
						(3)	(11)
Многокомпонентные оптические стекла							
БФ12	6115	0.243	400	0.023	6.1	12.5	12.6
ТФ1	5368	0.227	370	0.027	5.8	11.1	11.1
ТФ10	5422	0.245	357	0.025	5.6	10.9	10.2
ОФ1	5312	0.225	385	0.026	6.3	11.7	12.2
Сульфатно-фосфатные стекла							
$0.6NaPO_3 \cdot 0.4ZnSO_4$	51.1	0.259	515	0.020	10.0	16.7	16.6
$0.8NaPO_3 \cdot 0.2Li_2SO_4$	41.3	0.303	447	0.013	13.5	16.1	15.6
$0.7NaPO_3 \cdot 0.3Na_2SO_4$	34.7	0.288	490	0.015	16.5	17.1	16.8
$0.4K2SO_4 \cdot 0.6ZnSO_4$	27.3	0.320	425	0.011	21.0	15.9	15.1
Литиево-силикатные стекла $Li_2O–SiO_2$							
Li_2O, мол. %							
20	73.4	0.207	731	0.031	7.7	21.1	21.7
25	76.5	0.222	742	0.026	8.5	22.5	23.9
33.3	75.6	0.221	747	0.029	7.8	21.9	21.7
Натриево-силикатные стекла $Na_2O–SiO_2$							
Na_2O, мол. %							
16	61	0.208	770	0.033	9.2	21.8	21.4
28	60.3	0.235	722	0.024	10.9	22.3	23.0

Таким образом, энергия делокализации атома равна удвоенному поверхностному натяжению, умноженному на площадь сечения атома,

$$\Delta\varepsilon_e = 2\sigma\pi d^2. \quad (14)$$

Далее, выразив πd^2 через атомный объем: $\pi d^2 \approx \approx v_a^{2/3}$, приходим к заключению, что эту энергию можно оценить по данным о поверхностном натяжении σ и атомном объеме v_a

$$\Delta\varepsilon_e = 2\sigma v_a^{2/3} N_A^{1/3}, \quad (15)$$

где N_A – число Авогадро (энергия $\Delta\varepsilon_e$ отнесена к одному молю). При выводе формулы (15) были использованы идеи, заложенные в дырочных моделях Френкеля [16] и Коенена [17].

Несмотря на приближенный характер вывода формулы (15), у ряда неорганических стекол расчет энергии делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$ по этой формуле (табл. 2) вполне удовлетворительно согласуется со значениями $\Delta\varepsilon_e$, полученными по уравнению модели делокализованных атомов (3), а также по формуле (11), следующей из теории упругости (табл. 1).

2. Известно, что в силикатных стеклах наблюдаются релаксационные процессы с низкой энергией активации, близкой к энергии делокализации атома в них (около 20 кДж/моль) [9, 18–23]. Во-первых, они обнаруживаются в исследованиях внутреннего трения и диэлектрических потерь. Механизм указанных потерь связывают с локальной деформацией кремнекислородной сетки в результате смещения мостикового атома кислорода в мостике Si–O–Si перпендикулярно [22] или вдоль [23] направления цепочки –Si–O–Si–. Во-вторых, процесс пластической деформации силикатных стекол характеризуется энергией активации $U \approx 20$ кДж/моль [9, 20, 24], которая совпадает с энергией делокализации атома $\Delta\varepsilon_e$. Развито представление о том, что элементарным актом пластической деформации стекол служит делокализация атома [24, 25]. Расчеты предела текучести σ_y и энергии активации пластической деформации в

Таблица 2. Поверхностное натяжение σ и параметры модели делокализованных атомов неорганических стекол (использованы данные из работы [17])

Стекло	T_g, K	f_g	$\sigma \times 10^3$, Дж/м^3	$v_a \times 10^6$, м^3/моль	$\Delta\varepsilon_e$, кДж/моль	
					(3)	(15)
$Li_2O–3B_2O_3$	693	0.019	406	6.1	22.8	23.1
F2	705	0.044	250	9.1	18.5	18.1
SF64	851	0.054	290	8.4	20.3	20.7
8209	785	0.022	340	8.6	24.2	24.9
8330	803	0.029	340	8.5	24.0	24.0
8558	948	0.020	430	8.2	29.5	31.0
$Li_2O–SiO_2$						
Li_2O, мол. %						
20	697	0.028	310	7.9	20.8	20.7
30	686	0.027	314	7.3	20.0	20.6
35.9	680	0.020	323	6.9	19.9	20.0
41.3	675	0.029	334	6.6	19.9	19.9
$Na_2O–SiO_2$						
Na_2O, мол. %						
19.6	744	0.029	276	8.9	20.1	21.9
30.1	713	0.028	282	8.9	20.4	21.2
32.9	704	0.028	284	8.8	20.5	20.9
36.2	694	0.029	286	8.8	20.6	20.1

Примечание. Обозначение ряда стекол по каталогу фирмы “Шотт” [17]: F2 – флинтглас, SF64 – тяжелый флинт, 8209 – телевизионный экран, 8330 – стекло “Дуран-50”, 8558 – стекло “Керан”.

рамках модели делокализованных атомов согласуются с экспериментальными данными [7, 24, 25]. Модель делокализованных атомов приводит к формуле для пластической деформации стекол ($f_g \approx$ const)

$$\varepsilon_y = \frac{\ln(1/f_g)}{9}\frac{1}{\gamma_D}, \qquad (16)$$

которая, так же как и элементарный акт данной деформации ($\Delta r_m/r_0$) в равенстве (8), обратно

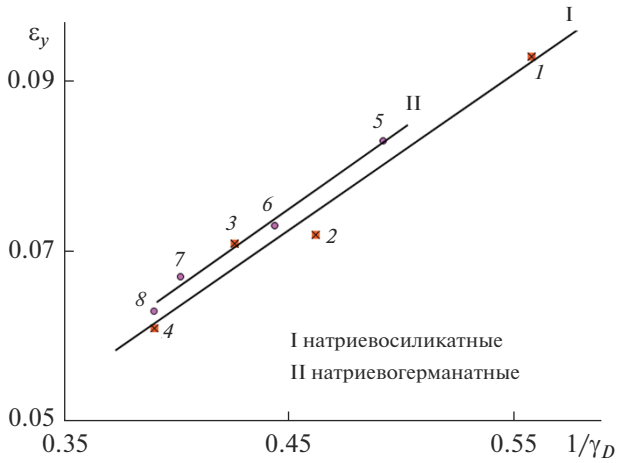

Рис. 2. Корреляция между пластической деформацией и обратной величиной параметра Грюнайзена (силикатные и германатные стекла): *1* – SiO_2; (*2–4*) – $Na_2O–SiO_2$ (Na_2O, мол. %: *2* – 16, *3* – 20, *4* – 33.3); *5* – GeO_2; (*6–8*) – $Na_2O–GeO_2$ (Na_2O, мол. %: *6* – 5, *7* – 20, *8* – 30).

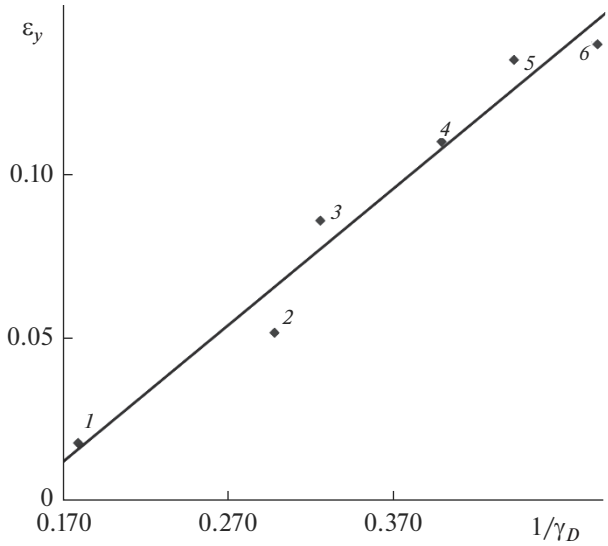

Рис. 3. Корреляция между пластической деформацией и обратной величиной параметра Грюнайзена (халькогенидные стекла): *1* – $As_{10}S_{90}$, *2* – $As_{20}S_{80}$, *3* – $As_{28}S_{72}$, *4* – $Ge_{13}As_{24}S_{63}$, *5* – $Ge_{26}Sb_{08}S_{66}$, *6* – $Ge_{32}As_{02}S_{66}$.

пропорциональна параметру Грюнайзена γ_D, что находится в согласии с экспериментальными данными для силикатных, германатных (рис. 2) и халькогенидных (рис. 3) стекол: зависимость ε_y от $1/\gamma_D$ оказывается линейной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет энергии делокализации атома с привлечением теории упругого континуума для стекол находится в удовлетворительном согласии с результатами расчета этой величины по модели делокализованных атомов, а также с ее оценкой по данным о поверхностном натяжении и атомном объеме. Делокализацию атома в стеклообразных системах (его предельное смещение из локального равновесного положения), в принципе, можно рассматривать как реальный молекулярно-кинетический процесс в упругой сплошной среде.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант № 3.5406.2017/8.9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Einstein A.* Eine Neue Bestimmung der Molekűlardimenstionen // Ann. Phys. 1906. B. 19. № 3. S. 289–306.
2. *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1945. 424 с.
3. *Сандитов Д.С.* Природа коэффициента Пуассона аморфных полимеров и неорганических стекол и его связь со структурно-чувствительными свойствами // Успехи физ. наук. 2020. Т. 190. № 4. С. 355–370.
4. *Maxwell J.C.* On the Dynamical Theory of Gases // Phil. Trans. 1867. V. 157. P. 49–88.
5. *Сандитов Д.С.* Модель делокализованных атомов в физике стеклообразного состояния // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. Вып. 1(7). С. 123–137.
6. *Сандитов Д.С., Бадмаев С.С.* Модель делокализованных атомов и свойства сульфатно-фосфатных стекол // Неорган. материалы. 2019. Т. 55. № 1. С. 99–100.
7. *Сандитов Д.С., Бадмаев С.С.* Стеклование жидкости и замороженная деформация стекол // Неорган. материалы. 2019. Т. 55. № 10. С. 1108–1115.
8. *Бурштейн А.И.* Молекулярная физика. Новосибирск: Наука, 1986. 288 с.
9. *Сандитов Д.С., Бартенев Г.М.* Физические свойства неупорядоченных структур. Новосибирск: Наука, 1982. 259 с.
10. *Сандитов Д.С., Машанов А.А.* Энергия смещения атома в аморфных веществах // ЖФХ. 2016. Т. 90. № 12. С. 112–116.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. 3-е изд. М.: Наука, 1965. 204 с.
12. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Механика. Глава 10. Механика упругих тел. М.: Наука, 1979. 520 с.
13. *Сангадиев С.Ш., Дармаев М.В., Сандитов Д.С.* Упругие модули и коэффициент Пуассона аморфных полимеров и стекол // Высокомолек. соединения. Сер. А. 2020. Т. 62. № 3. С. 170–180.
14. *Беломестных В.Н., Теслева Е.П.* Взаимосвязь ангармонизма и поперечной деформации квазиизотропных поликристаллических тел // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 140–142.
15. *Сандитов Д.С., Беломестных В.Н.* Взаимосвязь параметров теории упругости и усредненный модуль упругости твердых тел // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 11. С. 77–83.
16. *Френкель Я.И.* Введение в теорию металлов. Л.-М.: Гостехиздат, 1948. 291 с.
17. *Coenen M.* Sprung im Ausdehnungskoeffizienten und Leerstellenkonzentration bei Tg von glasigen Systemen // Glastechn. Ber. 1977. Bd. 50. № 4. S. 74–78.
18. *Бартенев Г.М., Сандитов Д.С.* Релаксационные процессы в стеклообразных системах. Новосибирск: Наука, 1986. 238 с.
19. *Mackenzie J.D.* High-Pressure Effects on Axide Glasses: III. Densification in Nonrigit State // J. Am. Ceram. Soc. 1964. V. 47. P. 76–81.
20. *Разумовская И.В., Мухина Л.В., Бартенев Г.М.* К механизму деформации неорганического стекла при микровдавливании // ДАН. 1973. Т. 213. № 4. С. 822–825.
21. *Marx J.W., Sivertson J.M.* Temperature Dependence of Elastic Moduli and Internal Friction of Silica and Glass // J. Appl. Phys. 1953. V. 24. № 1. P. 81–87.
22. *Anderson O.L., Bommel H.E.* Ultrasonic Absorption in Fused Silica at Low Temperatures and High Frequencies // J. Am. Ceram. Soc. 1955. V. 38. № 4. P. 125–131.
23. *Strakna R.E., Savage H.T.* Ultrasonic Relaxation Loss in SiO_2, GeO_2, B_2O_3, and As_2O_3 Glass // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. № 5. P. 1445–1450.
24. *Сандитов Д.С., Сангадиев С.Ш.* Пластичность и вязкость стеклообразных материалов // Деформация и разрушение материалов. 2013. № 3. С. 2–7.
25. *Sanditov D.S., Ojovan M.I., Darmaev M.V.* Glass Transition Criterion and Plastic Deformation of Glass // Phys. B (Amsterdam). 2020. V. 582. P. 411914.