06

О поведении диэлектрической проницаемости воды в „оптическом“ пределе и сегнетоэлектрических фазовых переходах

© Г.С. Бордонский, В.А. Казанцев

Институт природных ресурсов, экологии и криологии СО РАН,
672014 Чита, Россия
e-mail: lgc255@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 февраля 2026 г.
В окончательной редакции 28 апреля 2026 г.
Принято к публикации 6 мая 2026 г.

Рассмотрены особенности диэлектрической релаксации глубоко переохлажденной объемной воды, а также значения диэлектрической проницаемости в оптическом пределе (на частотах $\sim 1000\,\mathrm{GHz}$). Показано, что значения этой величины определяют температуры сегнетоэлектрического фазового перехода воды, который может наблюдаться как в переохлажденном, так и в нагретом состоянии. Получено экспериментальное подтверждение данного положения при измерениях низкочастотных электрических шумовых напряжений ячейки с увлажненными пористыми материалами. Например, для силикагеля КСКГ со средним размером пор $6-8\,\mathrm{nm}$ и весовой влажностью 11 % значения температуры сегнетоэлектрического фазового перехода составили $-30\,^\circ\mathrm{C}$ и $64\,^\circ\mathrm{C}$.

Ключевые слова: объемная вода, диэлектрическая проницаемость, оптический предел, дисперсные среды, сегнетоэлектрики.

DOI: 10.61011/JTF.2026.08.63366.23-26

Введение

В последние годы получила развитие теория диэлектрической релаксации объемной воды в широком интервале температур и частот [1–4]. В представленных работах по данному вопросу обращено внимание на аномалию воды при температуре $-45\,^\circ\mathrm{C}$, которая была учтена в некоторых статьях при изучении диэлектрических характеристик глубоко переохлажденной воды [1]. Было выполнено измерение диэлектрической проницаемости воды от $0\,^\circ\mathrm{C}$ до $-60\,^\circ\mathrm{C}$ с использованием пористых сред в микроволновом диапазоне [2]. Теоретически и экспериментально показана возможность образования сегнетоэлектрического фазового перехода (СФП) холодной воды, температура которого определяется значением диэлектрической проницаемости в оптическом пределе (ε_∞ на частотах $\sim 1000\,\mathrm{GHz}$). Указаны температуры СФП на основе приведенных в литературе значений данной величины [3,4]. Следует отметить появление работы [5], где представлена дебаевская модель диэлектрической проницаемости с тремя частотами релаксации, которая опирается на современное представление о существовании кластеров LDL (низкой плотности) и HDL (высокой плотности). Эта теория дает значение ε' (действительной) части и ε'' (мнимой) части относительной комплексной диэлектрической проницаемости воды $\dot{\varepsilon}$ до терагерцовых частот, но только для температур выше $-5\,^\circ\mathrm{C}$.

Вместе с тем остается плохо исследованной область температур ниже $-20\,^\circ\mathrm{C}$, а также зависимость ε_∞ от температуры. Значение ε_∞ представляется важным для терагерцовых частот и низких температур, где относительный вклад данной величины в $\dot{\varepsilon}$ существенно возрастает. Кроме того, как показано в [3], ε_∞ воды определяет значение температуры фазового превращения второго рода в сегнетоэлектрическое состояние (T_0). В работах [3,4] использовались ранее полученные данные для ε_∞, которые имеют значения в разных работах от 4.9 до 5.5. Они представляются не зависящими от температуры и позволяют однозначно определить T_0 из формулы $T_0 = \frac{N}{\varepsilon_\infty}$, где N — функция характеристик среды, определенная в [4].

Вместе с тем в ряде последующих экспериментальных работ ε_∞ оказывается зависящей от температуры. Например, в [1] ее значение дано в виде линейной зависимости от температуры:

$$\varepsilon_\infty(T) = 3.6143 + T \cdot 2.884 \cdot 10^{-2}, \qquad (1)$$

где T — в градусах Цельсия. Близкая к линейной зависимость $\varepsilon_\infty(T)$ была установлена в [5] при температурах от $-5\,^\circ\mathrm{C}$ до $90\,^\circ\mathrm{C}$ с точностью $\pm 10\,\%$. Однако если сопоставить такую зависимость с теорией [3,4], то значение температуры перехода T_0 становится некорректным, так как не существует постоянного значения ε_∞ для всех температур. В работах [1,5] полученные значения ε_∞ близки к 3, поэтому СФП находится в положительной области температур (по шкале Цельсия).

Тем не менее экспериментально T_0 была обнаружена в [6] вблизи $-38\,^\circ\mathrm{C}$, т. е. при отрицательных температурах. Данное значение совпало с теоретическими предсказаниями работ [3,4], если считать $\varepsilon_\infty = 4.9$. Кроме того, в [4] была высказана идея о том, что значение T_0 соответствует температуре на линии Видома —-

локусе повышенных флуктуаций энтропии и плотности. Эта линия исходит из второй критической точки воды. При низких давлениях температура на линии Видома равна $-45\,^\circ$C [7,8]. Эта линия была экспериментально обнаружена, например, в [9] при измерениях микронных капель воды, испаряющихся в вакууме, с использованием рентгеновского импульсного лазера. Отметим, что недавно появилась работа [10], где исследуется расхождение восприимчивости при температуре на линии Видома, т. е. рассматривается возникновение СФП на этой линии, как два общих явления. Из полученных к настоящему времени данных можно сделать вывод, что ε_∞ имеет сложную зависимость от температуры, которая становится нелинейной вблизи температуры аномалии воды.

Цель настоящей работы заключается в устранении отмеченного противоречия между имеющимися экспериментальными данными и используемыми зависимостями ε_∞ от температуры. Для этого вводится особая зависимость ε_∞ от температуры ($\varepsilon_\infty(T)$) вблизи температуры на линии Видома (T_{W}). Такой подход связан с общими представлениями о возрастании корреляционной длины флуктуаций дипольного момента системы диполей воды на линии Видома и расчетами, представленными в [3].

1. Теоретическая часть

Согласно исследованиям, выполненным в [3,4], предсказано существование сегнетоэлектрического фазового перехода второго рода при температуре, которая представлена в следующем виде:

$$T_0 = \frac{4\pi n_0 d_0^2}{9\varepsilon_\infty} = \frac{N}{\varepsilon_\infty}, \tag{2}$$

где $n_0 = \frac{\rho_0}{m_0} \approx 3.3 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ — объемная концентрация молекул в жидкой воде, d_0 — статический дипольный момент, ρ_0 — плотность воды, m_0 — масса диполя. ε_∞ — диэлектрическая проницаемость на частотах выше 1000 GHz, когда при высоких частотах остается поляризуемость электронных оболочек молекул и ионов. T_0 — в градусах Цельсия. Из опубликованных ранее результатов измерений, ε_∞ имеет значения от 4.9 до 5.5, что соответствует T_0 в интервале 236–210 K.

Теория [3] имеет большую эвристическую ценность, так как позволяет определить T_0, т. е. найти необычные аномалии воды и ее растворов, которые должны проявляться в различных физико-химических явлениях. Один из примеров представлен в [11], где высказана гипотеза об ускорении химических превращений с участием жидкой воды вблизи T_{W} (или, что то же самое, T_0).

Однако, согласно экспериментальным данным, ε_∞ является функцией температуры, в результате ее прямое использование в уравнении (2) является некорректным. Для уточнения (2) в нее следует внести зависимость $\varepsilon_\infty(T)$, а затем найти T_0 из получившегося уравнения.

Значение коэффициентов формулы (3) из двух статей

Статья	A	B
Meissner, Wentz [1]	3.61	0.0029
Vinh et al. [5]	3.2	0.0035

В случае линейной зависимости $\varepsilon_\infty(T)$ от температуры ее можно представить:

$$\varepsilon_\infty(T) = A + B(T - 273), \tag{3}$$

где T — в Кельвинах. В таблице приведены значения коэффициентов A и B, найденные из работ [1,5].

Из приведенных значений видно, что при температуре 273 K отличие $\varepsilon_\infty(T)$ из двух работ составляет около 10 %.

Подставляя (3) в (2), получим квадратное уравнение для T_0, где $N = 1155$, в соответствии с данными из [4]:

$$T_0 = \frac{N}{A + B(T_0 - 273)} \to BT_0^2 + (A - 273B)T_0 - N = 0. \tag{4}$$

Полученные решения для ε_∞ из [1] при $T_0 = 37\,^\circ$C и из [5] при $T_0 = 65\,^\circ$C существенно отличаются от результатов, полученных в [3,4,6].

Рассмотрение графика для ε_∞ от температуры из [5] показывает, что вблизи $60\,^\circ$C и $-5\,^\circ$C зависимость $\varepsilon_\infty(T)$ проявляет некоторую нелинейность. Это также приводит к предположению о возможной нелинейности $\varepsilon_\infty(T)$ вблизи линии Видома, т. е. при $-45\,^\circ$C (для атмосферного давления). Следует отметить, что измерения ε_∞ при низких температурах для переохлажденной воды в настоящее время отсутствуют.

Некоторую информацию о данном вопросе можно извлечь из работы [2], где была определена диэлектрическая проницаемость объемной воды по модели с двумя частотами релаксации при росте частоты до 300 GHz и понижением температуры до $-70\,^\circ$C. В этой работе были выполнены резонаторные измерения в многомодовом резонаторе поровой воды одновременно на частотах 7.6 и 9.7 GHz и найдены две частоты релаксации [2]. Результаты исследования для частоты 185 GHz приведены на рис. 1. Как следует из рис. 1, при температурах ниже $-35\,^\circ$C оказывается, что $\varepsilon' \approx \varepsilon_\infty$, если использовать приближение для $\varepsilon_\infty(T)$ из [1]. Эти значения также приводят к высокой температуре СФП.

Однако, как было экспериментально показано в [6], при $-38\,^\circ$C наблюдается сегнетоэлектрическое состояние по низкочастотным измерениям диэлектрической проницаемости. Для согласования расхождения можно предположить, что $\varepsilon_\infty(T)$ возрастает от значений ~ 2.5 (из линейной зависимости [1] вблизи $-45\,^\circ$C) до ~ 5 и выше.

Можно в первом приближении принять, что T_0 при отрицательных температурах совпадает с температурой

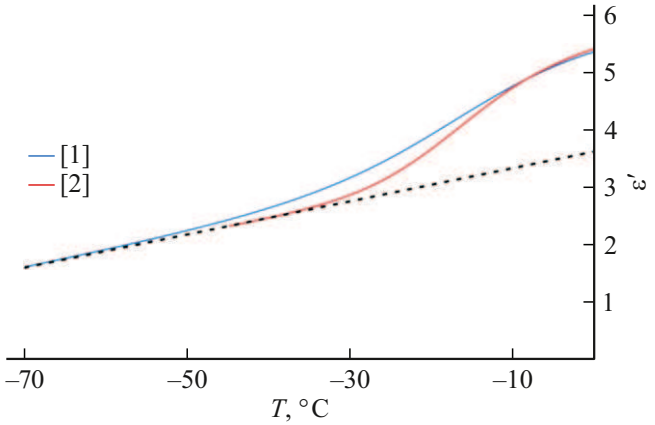

Рис. 1. Зависимость действительной части (ε') диэлектрической проницаемости глубоко переохлажденной воды от температуры, найденная из формул работ [1,2]. Штриховая линия — ε_∞ на низких температурах из [1].

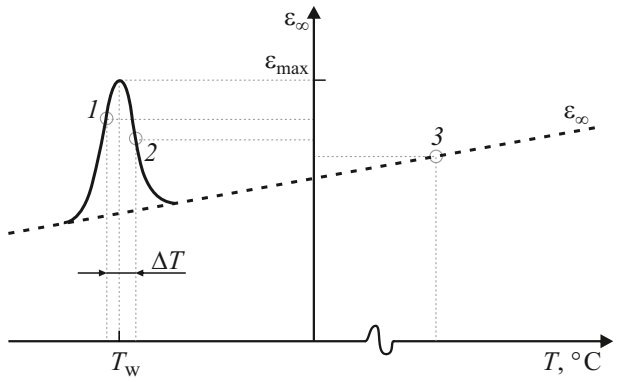

Рис. 2. Возможная зависимость ε_∞ вблизи температуры на линии Видома (T_W). Выделены точки *1–3*, для которых возникает СФП в области существования объемной воды. Штриховая линия — ε_∞ из [1].

на линии Видома, где имеет место критическое состояние воды. При этом зависимость $\varepsilon_\infty(T)$ от температуры вблизи этой точки может иметь гауссовский вид (рис. 2). Это следует из результатов ряда исследований, где для воды в пористых средах наблюдали близкие для гауссовских зависимостей изменения физических величин, например, для теплоемкости при постоянном давлении [12]. Ширина этой линии ΔT на уровне 0.5 от максимальной в идеале может стремиться к нулю, в соответствии с резкостью изменения характеристик среды при переходе через линию Видома для макроскопического образца объемной воды.

Для мезоразмерных структур, однако, известно, что ΔT для ряда физических величин вблизи линии Видома расширяется при уменьшении толщины слоев с водой в дисперсных образцах, изменении их геометрии и под влиянием химического состава контактирующих сред. Например, в работе [13] ΔT для пика теплоемкости при $-40\,^\circ$C легкой воды при постоянном давлении на уровне 0.5 от максимума эффекта в наноразмерных порах диаметром 2.3 nm составила $\sim 10\,^\circ$C. Для пор диаметром 2.1 nm $\Delta T \sim 30\,^\circ$C. В работе [14] при изучении поглощения микроволнового излучения на частоте 34 GHz обнаружены области резкого возрастания потерь мощности в интервале температур ΔT менее 1 градуса по половинному уровню реакции на температурные изменения в виде пика кривой термометрии.

Можно предположить, что значение T_0 в общем случае будет находиться вблизи T_W и определяться зависимостью $\varepsilon_\infty(T)$ в двух близкорасположенных значениях ε_∞ (рис. 2) — точки 1 и 2. Само значение T_W зависит от давления и в случае поровой воды — от формы, размера и степени заполненности пор водой. При сферической форме гидрофильных пор давление в жидкой воде возрастает, что приводит к понижению температуры на линии Видома [7,8]. При цилиндрических гидрофильных порах давление в воде становится отрицательным, что приводит к росту температуры на линии Видома. По данным экспериментов работы [15], T_W для цилиндрических гидрофильных пор может возрастать до $-18\,^\circ$C.

Следует отметить, что СФП не возникает в переохлажденной воде, если максимальное ε_∞ среды ниже необходимого для такого перехода значения. В общем случае в образце возможны два или более значений температуры СФП. Два из них по температуре могут находиться вблизи друг друга, что видно из рис. 2 для температуры на линии Видома.

2. Эксперимент

Для доказательства высказанных предположений выполнены измерения низкочастотных электрических шумов в двух частотных интервалах: 1–70 Hz и 200 Hz–20 kHz. Данная методика была использована в работе [16] для исследования сегнетоэлектрических явлений в пленках и кристаллах. В нижнем частотном интервале электрических шумов предполагалась регистрация СФП из-за появления эффекта Баркгаузена, определяемого движением стенок электрических доменов. Схема измерительной установки приведена на рис. 3 для температурных измерений в интервале $(-60)\,^\circ$C–$(+100)\,^\circ$C. В ячейке с увлажненными материалами (2) использовались угольные электроды.

Результаты измерений для силикагеля КСКГ с размерами пор 6–8 nm в интервале частот 1–70 Hz для различных значений весовой влажности сорбента от 4 % до 11 % приведены на рис. 4–7.

Наблюдается эволюция полученных зависимостей от температуры при росте увлажнения. При весовой влажности 4 % имеется один слабо выраженный экстремум с центром вблизи $(+20)\,^\circ$C–$(+30)\,^\circ$C. При влажности 6 % приращение напряжения более выражено и оно сдвигается к $+28\,^\circ$C. Общий уровень амплитуды шумов возрастает на порядок. Возможно, возникает состояние

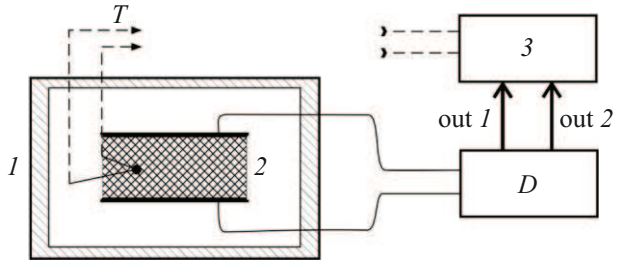

Рис. 3. Схема установки для измерения амплитуды низкочастотных электрических шумов увлажненных пористых материалов в двухчастотных интервалах в зависимости от температуры среды. *1* — климатическая камера Espec, *2* — ячейка со средой, *3* — система сбора данных, *T* — термопара, *D* — усилитель с полосовыми фильтрами и детектор амплитуды низкочастотных шумов, out 1 и out 2 — выходы выпрямленных напряжений шумов, пропорциональные их средним значениям амплитуд за время 1 s двухчастотных интервалов.

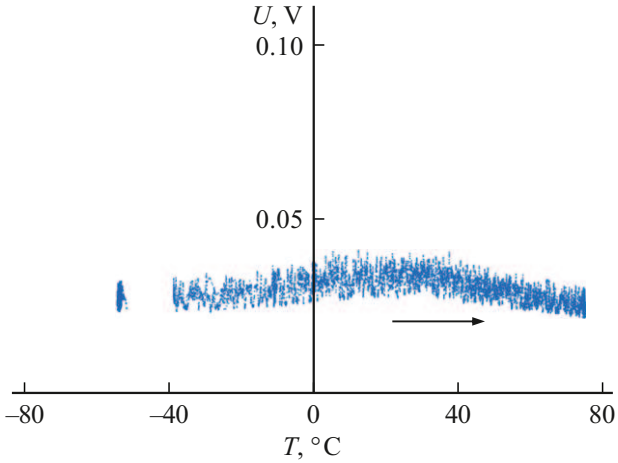

Рис. 4. Амплитуда шумов силикагеля КСКГ при весовой влажности 4 % в зависимости от температуры в единицах напряжения на выходе детектора. Стрелкой отмечено направление изменения температуры во времени.

предперехода СФП. При влажности 10 % и 11 % возникают два выраженных экстремума, один из которых совпадает со значением температуры на линии Видома для объемной воды (рис. 6, 7). На рис. 6 низкотемпературный экстремум электрических шумов для СФП обнаруживается при −45 °C. Высокотемпературные экстремумы электрических шумов Баркгаузена возникли для этих случаев на +78 °C и +64 °C. В частотном интервале 200 Hz–20 kHz зависимость амплитуды электрических шумов от температуры отсутствовала.

Обнаруженные в эксперименте особенности соответствуют предложенному выше теоретическому объяснению изменения температурной зависимости $\varepsilon_\infty(T)$ в интервале температур от −60 °C до +80 °C. Например, для случая дисперсной среды и малых размеров кластеров воды в них должна наблюдаться выраженная дисперсия

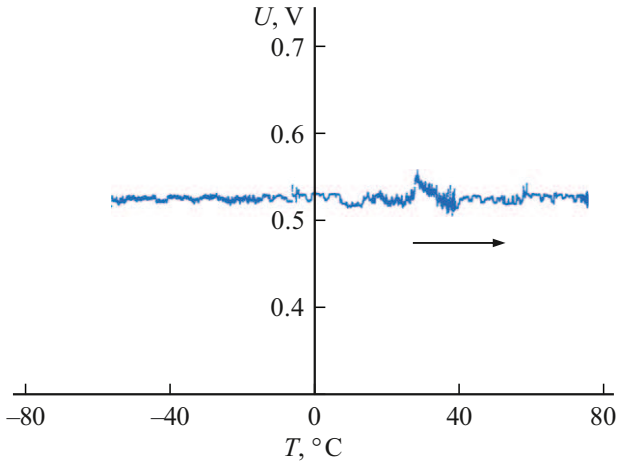

Рис. 5. То же, что рис. 4, при весовой влажности силикагеля 6 %.

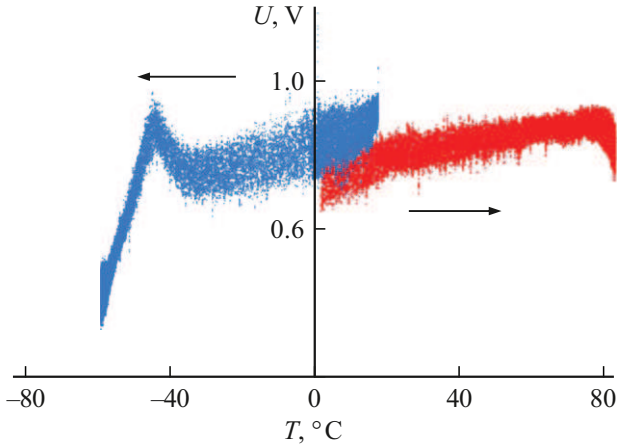

Рис. 6. То же, что рис. 4, при весовой влажности силикагеля 10 %.

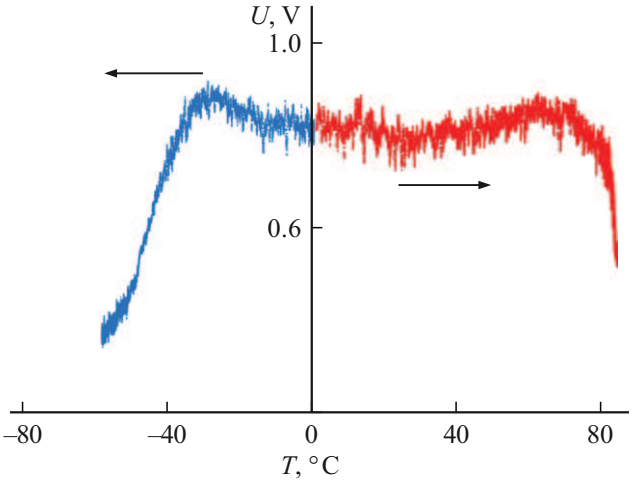

Рис. 7. То же, что рис. 4, при весовой влажности силикагеля 11 %.

$\varepsilon_\infty(T)$ вблизи некоторой температуры, что приводит к изменению уширения областей ΔT. Данную особенность можно представить в виде зависимости распределения массы воды в образце от ε_∞, что представлено графически на рис. 8. В случае пор с преобладанием связанной воды, например, для цеолита с размерами пор 0.2–2 nm, распределение Δm_i будет выглядеть сдвинутым в область меньших значений ε_∞ (a на рис. 8) и СФП должен наблюдаться для температур выше +40 °C. Это связано с тем, что в порах силикатных сорбентов при их размерах менее 1–2 nm объемная вода не образуется, а преимущественно имеется вода с измененной структурой — связанная вода [17]. Данный эффект возникновения СФП был обнаружен экспериментально в работе [18] вблизи 86 °C (рис. 9). Из рисунка следует, что $\Delta T \sim 30$ °C, и имеет место полное отсутствие эффекта возникновения СФП ниже 0 °C.

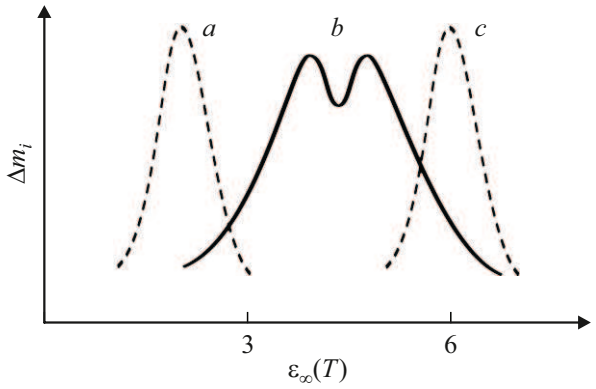

Рис. 8. Предполагаемые распределения массы объемной воды в дисперсной среде от $\varepsilon_\infty(T)$, соответствующие графикам амплитуды шумового напряжения для различных случаев характеристик пор и степени из увлажнения: a, c — для одномодового распределения амплитуды шумов, b — для двухмодового распределения.

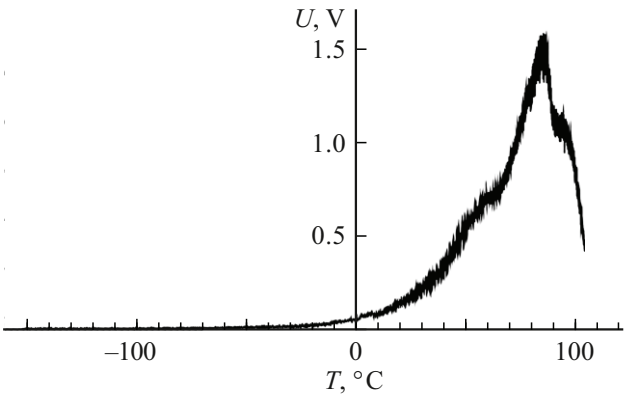

Рис. 9. Результаты измерений амплитуды низкочастотных шумов цеолита с размерами пор 0.2–2 nm и увлажнением 3 % при нагревании образца от −150 °C до 100 °C. Полоса частот усилителя в данном эксперименте 1–100 Hz, коэффициент усиления 10^3, напряжение пропорционально амплитуде электрических шумов на выходе установки (адаптировано из [17]).

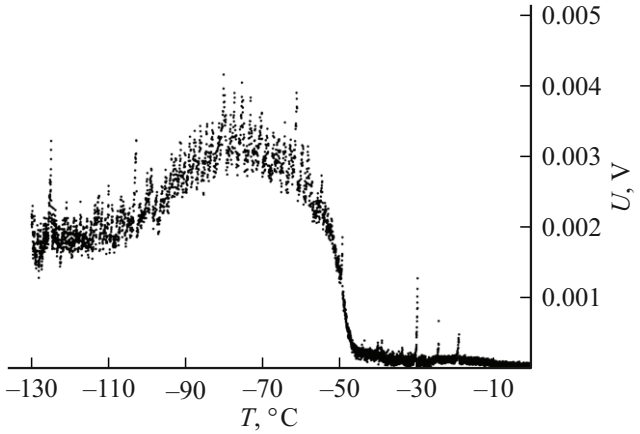

Рис. 10. Зависимость от температуры амплитуды низкочастотных шумов в интервале 1–100 Hz для силикатного сорбента SBA-15 (размер пор 2–8 nm) и весовой влажностью 110 % при его охлаждении [19].

В вытянутых порах с диаметрами цилиндрических полостей 2–8 nm, напротив, СФП возникает при температурах ниже 0 °C. Результаты электрических измерений для этого случая и материала SBA-15 (силикатный сорбент), адаптированные из работы [19], приведены на рис. 10. Как видно из графика, повышение шумового напряжения возникло вблизи −45 °C и оставалось неизменным до температуры стеклования воды −130 °C. Данное поведение соответствует узкому интервалу размеров пор со значением в центре приращения $\varepsilon_\infty(T) \sim 5$ при температуре −45 °C. Это соответствует графику зависимости на рис. 8, c.

3. Обсуждение результатов

Таким образом, в выполненной работе показано принципиальное соответствие результатов статей [3,4,6] и экспериментальных данных по зависимости ε_∞ от температуры [1,5]. Для достижения согласования в формулу $\varepsilon_\infty(T)$ введена нелинейная зависимость в виде возрастания этой величины вблизи температуры на линии Видома. Эта линия по современным представлениям исходит из второй критической точки воды при температуре около −100 °C и давлении 100 MPa и является локусом повышенных флуктуаций энтропии и плотности воды, а также резкого возрастания при приближении к ней ряда термодинамических величин [8,9]. В результате коррекции зависимости $\varepsilon_\infty(T)$ в виде гауссова участка с центром на линии Видома возникновение сегнетоэлектрического фазового перехода может происходить как в области переохлаждения воды, так и ее температуры в несколько десятков градусов: от 30 °C до 90 °C. В зависимости от значений $\varepsilon_\infty(T)$ могут наблюдаться как одна область СФП, так и две. Возможно, их число может быть больше двух, что зависит от вида функции $\varepsilon_\infty(T)$. Это определяется характером

изменения значений ε_∞ от температуры в пористых средах. Например, в случае преобладания связанной воды, что возникает в порах с размерами менее 1 nm, когда вода содержит преимущественно 1−2 слоя молекул на поверхности материала пор, происходит понижение ε_∞. При неоднородном увлажнении в пространстве среды возникает расширение области температуры ΔT, где наблюдается СФП. Изменение порового давления, определяемого гидрофильностью пор и их геометрией, приводит к сдвигу среднего значения температуры СФП. Для более точного вычисления T_0 необходимо учитывать изменение параметра N в (2), который зависит от n_0. Следует отметить, что знание физики процесса возникновения СФП имеет важное значение для понимания свойств воды в дисперсных средах. Методика измерений низкочастотных шумов позволяет определить области существования сегнетоэлектрического состояния воды в различных дисперсных средах и предложить новые идеи в определении их свойств. Например, в [20] показано, что при добавлении ацетона в воду температура СФП понижается. Получить подобный результат методами молекулярной динамики представляется проблематичным.

4. Выводы

1. Рассмотрена возможность возникновения нелинейной зависимости „оптической“ диэлектрической проницаемости объемной воды от температуры в области переохлаждения, которая проявляется вблизи температуры на линии Видома — локуса повышенных флуктуаций энтропии и плотности.

2. Значения $\varepsilon_\infty(T)$ определяют температуру сегнетоэлектрического фазового перехода. В случае, если имеет место нелинейность зависимости $\varepsilon_\infty(T)$ воды от температуры в виде гауссовой зависимости отклонений от монотонного изменения, возникает несколько областей СФП и их уширение по температуре. В общем случае показано, что возможны сегнетоэлектрические фазовые переходы как в области температур ниже 0 °C на десятки градусов в области −45 °C (в области температур линии Видома), так и высокотемпературные переходы от 40 °C до 90 °C.

3. Для дисперсных увлажненных сред значения температур СФП могут значительно варьироваться в зависимости от геометрии пор и их химического состава. Это определяется возникновением в части объема увлажненной среды связанной воды, диэлектрические свойства которой значительно отличаются от объемной воды.

4. Выполненные эксперименты по измерению амплитуды низкочастотных электрических шумов образцов разнообразных нанопористых сред (силикагелей, цеолита, силикатного сорбента), выявляющие образование в среде признаков электрических доменов, подтвердили высказанные предположения о возможных особенностях возникновения СФП.

5. Знания о проявлениях СФП при температурах от −50 °C до 100 °C, при которых существуют увлажненные геологические среды в приповерхностных земных структурах и биологические объекты, могут существенно изменить представления о физико-химических явлениях в природной среде.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] T. Meissner, F.J. Wentz. IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens, **42** (9), 1836 (2004). DOI: 10.1109/TGRS.2004.831888

[2] Г.С. Бордонский, А.А. Гурулев, А.О. Орлов. Радиотехника и электроника, **67** (3), 259 (2022). DOI: 10.31857/S0033849422030044 [G.S. Bordonskiy, A.A. Gurulev, A.O. Orlov. J. Commun. Technol. Electron., **67** (3), 249 (2022). DOI: 10.1134/S1064226922030044]

[3] P.O. Fedichev, L.I. Menshikov. arXiv:0808.0991v1 (2008).

[4] Л.И. Меньшиков, П.Л. Меньшиков, П.О. Федичев. УФН, **190** (5), 475 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2020.01.038721

[5] N. Vinh, L. Doan, N. Hoang, J. Cui, B. Sindle. J. Chem. Phys., **158**, 204507 (2023). DOI: 10.1063/5.0142818

[6] P.O. Fedichev, L.I. Menshikov, G.S. Bordonskiy, A.O. Orlov. JETP Lett., **94** (5), 401 (2011). DOI: 10.1134/S002136401117005X

[7] L.M. Xu, P. Kumar, S.V. Buldyrev, S-H. Chen, P.H. Poole, F. Sciortino, H.E. Stanley. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **102** (46), 16558 (2005). DOI: 10.1073/pnas.0507870102

[8] М.А. Анисимов. Сверхкритические флюиды: Теория и практика, **7** (2), 19 (2012).

[9] J.A. Sellberg, C. Huang, T.A. McQueen, N.D. Loh, H. Laksmono, D. Schlesinger, R.G. Sierra, D. Nordlund, C.Y. Hampton, D. Starodub, D.P. DePonte, M. Beye, C. Chen, A.V. Martin, A. Barty, K.T. Wikfeldt, T.M. Weiss, C. Caronna, J. Feldkamp, L.B. Skinner, M.M. Seibert, M. Messerschmidt, G.J. Williams, S. Boutet, L.G. Pettersson, M.J. Bogan, A. Nilsson. Nature, **510** (7505), 381 (2014). DOI: 10.1038/nature13266

[10] M.G. Izzo, J. Russo, G. Pastore. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **121** (47), e2412456121 (2024). DOI: 10.1073/pnas.2412456121

[11] Г.С. Бордонский, А.А. Гурулев. Письма в ЖТФ, **43** (8), 34 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.08.44365.16581 [G.S. Bordonskii, A.A. Gurulev. Tech. Phys. Lett., **43** (4), 380 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017040174]

[12] D.G. Archer, R.W. Carter. J. Phys. Chem. B, **104** (35), 8569 (2000).

[13] A. Nagoe, Y. Kanke, M. Oguni, S. Namba. J. Phys. Chem. B, **114** (44), 13940 (2010). DOI: 10.1021/jp104970s

[14] Г.С. Бордонский, А.А. Гурулев, С.Д. Крылов, С.В. Цыренжапов. Конденсированные среды и межфазные границы, **21** (1), 16 (2019). DOI: 10.17308/kcmf.2019.21/712

[15] Г.С. Бордонский. Конденсированные среды и межфазные границы, **24** (4), 459 (2022). DOI: 10.17308/kcmf.2022.24/10550

[16] П.С. Бедняков. *Исследование диэлектрических свойств сегнетоэлектрических кристаллов и тонких пленок методом тепловых шумов* (Канд. дисс., М., МГУ, 2011).

[17] D.T. Limmer, D. Chandler. J. Chem. Phys., **137** (4), 044509 (2012). DOI: 10.1063/1.4737907
[18] Г.С. Бордонский, А.О. Орлов. Письма в ЖТФ, **45** (5), 21 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.05.47391.17265 [G.S. Bordonskii, A.O. Orlov. Tech. Phys. Lett., **45** (3), 205 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019030040]
[19] Г.С. Бордонский, А.О. Орлов. Письма в ЖЭТФ, **105** (7–8), 483 (2017). DOI: 10.7868/S0370274X17080045 [G.S. Bordonskiy, A.O. Orlov. JETP Lett., **105** (8), 492 (2017). DOI: 10.1134/S0021364017080021]
[20] А.В. Максимычев, Л.И. Меньшиков, П.Л. Меньшиков, М.В. Царьков. Журнал физической химии, **99** (8), 1198 (2025). DOI: 10.7868/S3034553725080094 [A.V. Maksimychev, L.I. Men'shikov, P.L. Men'shikov, M.V. Tsar'kov. Russ. J. Phys. Chem. A, **99** (7), 1552 (2025). DOI: 10.1134/S003602442570092X]