

**И. Н. Садовский, А. В. Кузьмин, Е. А. Шарков, Д. С. Сазонов,  
Е. В. Пашинов, А. А. Ашеко, С. А. Батулин**

**АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ  
ПРОНИЦАЕМОСТИ ВОДНОЙ СРЕДЫ,  
ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В ЗАДАЧАХ ДИСТАНЦИОННОГО  
ЗОНДИРОВАНИЯ АКВАТОРИЙ**

Представлено к печати  
зам. директора ИКИ РАН  
Р. Р. Назировым

**МОСКВА  
2013**

**Анализ моделей диэлектрической проницаемости водной среды, используемых в задачах дистанционного зондирования акваторий**

*И. Н. Садовский, А. В. Кузьмин, Е. А. Шарков, Д. С. Сазонов,  
Е. В. Пашинов, А. А. Ашеко, С. А. Батулин*

Представлены анализ общепринятых моделей комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) водной среды и сравнение результатов их использования с данными высокоточных экспериментальных измерений для определения модели КДП, адекватно описывающей поведение водного раствора NaCl под воздействием электромагнитного СВЧ-излучения. Лабораторные измерения охватывают диапазон термодинамических температур раствора  $-2,15...+79,85$  °C и значений солёности 0...200 ‰. При выполнении модельных расчётов были использованы 15 моделей КДП жидкого электролита, опубликованные в разное время в научно-периодической литературе. Анализ выполнен для четырёх фиксированных значений частот — 9,5; 35,5; 47,78 и 75,5 ГГц. Показано, что ни одна из рассмотренных моделей не может удовлетворительно объяснить результаты приведённых экспериментальных измерений, а средняя величина расхождения достигает значений 25 % (для действительной части ДП) и 10 % (для мнимой) (даже при условии существенного ограничения рассматриваемых диапазонов температуры и солёности раствора). Исходя из условия минимизации влияния методической ошибки на результаты интерпретации данных микроволновых радиополяриметрических измерений даны рекомендации по выбору модели КДП для каждой из проанализированных частот.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 11-05-00493-а) и гранта Президента РФ № МК-865.2012.5.

**The Analysis of Dielectric Permittivity's Models of Water Environment, Used in Tasks of Remote Sensing of Water Areas**

*I. N. Sadovsky, A. V. Kuzmin, E. A. Sharkov, D. S. Sazonov,  
E. V. Pashinov, A. A. Asheko, S. A. Batulin*

The main purpose of this work was the analysis of the standard models of the dielectric permittivity (DP) of the water environment and their comparison with data of high-precision experimental measurements, for definition of the DP model which is adequately describing behavior of aqueous solution NaCl under the influence of the electromagnetic microwave radiation. Laboratory measurements covered the range of thermodynamic temperatures of solution from  $-2.15$  to  $79.85$  °C and values of salinity from 0 to 200 ‰. During model calculations the 15 models of dielectric permittivity of the liquid electrolyte, published at different times in scientific-periodic literature were used. The analysis was made for four fixed values of frequencies of 9.5, 35.5, 47.78 and 75.5 GHz. It is shown that any of considered models cannot explain results of the presented experimental measurements, and the average values of difference reaches 25 (for the real part of DP) and 10 % (for imaginary) (even on condition of essential restriction of considered temperature's and salinity's ranges). Proceeding from a requirements of minimization of influence of methodical mistake on results of interpretation of microwave radio polarimetric measurements, recommendations about a DP model choice for each of the analyzed frequencies are made.

Авторы выражают благодарность Комаровой Н. Ю. за помощь в подготовке печатного варианта данной работы. Садовский И. Н. лично выражает благодарность Поспелову М. Н., Кузьмину А. В. и Садовскому Н. В. за всестороннюю помощь и полезное обсуждение получаемых результатов.

## ВВЕДЕНИЕ

Эффективность использования данных дистанционного зондирования (ДЗ) Земли со спутников во многом определяется наличием адекватных моделей, связывающих характеристики измеряемых приборами радиосигналов с параметрами подстилающей поверхности. Одной из наиболее актуальных проблем является разработка высокоточной релаксационной модели диэлектрических свойств жидкого электролита, так как практически во всех задачах дистанционного зондирования данная модель выступает в качестве фундаментальной основы проводимых модельных расчётов. Следует отметить, что сделанное замечание относится к задачам дистанционного изучения не только акваторий, но и атмосферы и поверхности суши, где даже небольшое содержание влаги (в различных состояниях) в значительной степени влияет на их отражательные характеристики.

Говоря о радиополяриметрических измерениях, необходимо обратить внимание на следующий факт. Потенциальная чувствительность современных бортовых радиометрических приёмников находится на уровне 0,05 К и менее. При этом, в зависимости от состояния (в первую очередь, речь идёт о термодинамической температуре и концентрации солей) водной среды, оценки существующих моделей комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) расходятся на величину более 5 %, обеспечивая вариации радиояркостной температуры в 2 К и более, в зависимости от выбранной частоты микроволнового диапазона. Таким образом, точность восстановления параметров исследуемых объектов напрямую зависит от качества задействованной модели диэлектрической проницаемости водной среды.

К настоящему моменту предложено достаточно большое количество моделей КДП (например, [Александров, 2002; Шарков, 1983, 1995; Ellison et al., 1998; Hasted et al., 1948; Klein, Swift, 1977; Lane, Saxton, 1952; Liebe et al., 1991; Meissner, Wentz, 2004; Stogryn, 1971; Stogryn et al., 1995; Ulaby et al., 1986]). Следует отметить, что большинство из них получены путём верификации (уточнения параметров) уже существующих аналогов по данным дистанционного мониторинга водных объектов. Здесь присутствуют как результаты лабораторных измерений интенсивности собственного излучения водного раствора NaCl (например, [Александров, 2002]), так и данные спутникового мониторинга поверхности Мирового океана (например, [Meissner, Wentz, 2004]). К сожалению, помимо достоинств (в частности, прямого повышения точности методов дистанционного зондирования в радиодиапазоне), данный

подход имеет ряд существенных недостатков. Первым из них является многокомпонентность решаемой обратной задачи, поскольку интенсивность собственного/отражённого излучения зависит не только от физико-химических параметров самой водной поверхности, но и, во-первых, от её геометрии, а во-вторых, от параметров атмосферы вдоль траектории распространения уходящего электромагнитного излучения. Кроме того, в ходе подобных измерений не удаётся исследовать поведение функции диэлектрической проницаемости водной среды с критически высокими/низкими показателями температуры и концентраций примесей, ограничиваясь их «стандартными», для Мирового океана и водяного пара в атмосфере Земли, значениями. Это не мешает продвижению в повышении точности методов дистанционного зондирования океана, но получаемые при этом эмпирические соотношения не позволяют говорить о развитии теории релаксационных потерь однородных жидких диэлектриков.

От большинства перечисленных проблем удаётся избавиться в результате выполнения систематических экспериментальных лабораторных исследований с контролируемыми условиями проведения измерений и параметрами исследуемого объекта. Результаты лабораторных исследований позволяют не только подтверждать основные положения теории релаксационных потерь в жидком диэлектрике, но и выявлять новые закономерности в поведении электролита под воздействием внешнего СВЧ-излучения.

Однако и при интерпретации результатов лабораторных исследований сложных электролитов имеют место достаточно противоречивые точки зрения. Так, психологическое влияние модели Дебая [Дебай, 1987] на исследователей было настолько велико, что в течение более чем 50 лет специалистами утверждалась справедливость чисто дебаевской модели КДП-электролитов, а появляющиеся аналитические модели различались небольшими вариациями численных значений только для статической диэлектрической проницаемости и релаксационной длины волны. Такая, достаточно «наивная», точка зрения совершенно бездоказательно пропагандировалась не только специалистами по физико-химическим свойствам водных растворов, но и в среде радиотехников и радиофизиков (детальное обсуждение физических и исторических аспектов проблемы представлено в работе [Sharkov, 2003]). И только в 1984 г., на основе детального критического анализа всего предыдущего накопленного экспериментального материала и на результатах собственных исследований, Шарков Е. А. (1984) показал необходимость принципиального изменения этой точки зрения. Так, автору работы [Шарков, 1984] удалось сформировать новую эмпирическую модель КДП для сильных электролитов, согласно которой диэлектрические параметры водного раствора NaCl строго описываются моделью Коула-Коула, а не чисто релаксационной моделью Дебая и, таким образом, опровергнув существовавшее длительное время заблуждение об отсутствии чувствительности КДП к вариациям солёности в миллиметровом диапазоне (см. экспериментальные данные на длине волны 8 и 4 мм [Ермаков и др., 1975; Онищенко, Шарков, 1982]).

Ниже представлены результаты сравнения популярных моделей комплексной диэлектрической проницаемости водной среды с данными высо-

коточных (относительная погрешность не хуже 1,0 %) экспериментальных исследований диэлектрических свойств электролитных систем (аналогов широко распространённых природных растворов) на частотах 9,5; 35,5; 47,78 и 75,5 ГГц, в широком диапазоне температуры ( $-2,15...+79,85$  °С) и солёности (0...200 ‰). На базе детального анализа существующих моделей КДП, выполненного с точки зрения излучательных свойств океанических водных бассейнов, представлены рекомендации для решения практических задач ДЗ морских акваторий и развития общей теории релаксационных свойств электролитов.

## 1. АНАЛИЗИРУЕМЫЕ МОДЕЛИ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

### 1.1. Общая классификация моделей комплексной диэлектрической проницаемости водных электролитных систем

В простейшем случае частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\omega)$  следует уравнению [Айген, Мейер, 1977; Шахпаронов, 1980]:

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau} - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}, \quad (1.1)$$

где  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота;  $\tau$  — время релаксации;  $\epsilon_S$  — статическая диэлектрическая проницаемость, представляющая собой низкочастотный предел величины  $\epsilon'(\omega\tau \rightarrow 0)$ ;  $\epsilon_{\infty}$  — высокочастотный ( $\omega\tau \gg 1$ ) предел диэлектрической проницаемости (так называемая оптическая диэлектрическая проницаемость);  $\sigma$  — ионная проводимость;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума (электрическая постоянная/диэлектрическая постоянная). Время релаксации  $\tau$  равно промежутку времени, за которое значение поляризации  $\bar{P}$  уменьшается в  $e$  раз после снятия электрического поля. Выражение (1.1) называется уравнением Дебая.

Из термодинамической теории релаксационных явлений [Айген, Мейер, 1977; Шахпаронов, 1980] следует, что уравнение (1.1) справедливо, если в системе протекает один процесс, приводящий к изменению поляризации системы. Очевидно, в любой реальной жидкости протекает множество процессов теплового движения, приводящих, вообще говоря, к изменению поляризации системы. Однако взаимосвязь этих процессов может быть такова [Айген, Мейер, 1977; Шахпаронов, 1980], что и в этом более общем случае зависимость диэлектрической проницаемости от частоты также следует уравнению (1.1).

На практике, частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости редко описывается уравнением (1.1). В общем случае комплексная диэлектрическая проницаемость  $\dot{\epsilon}$  определяется соотношением [Фрелих, 1960]:

$$\dot{\varepsilon} - \varepsilon_{\infty} = \int_0^{\infty} \frac{g(\tau) d\tau}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}, \quad (1.2)$$

где  $g(\tau)$  — функция распределения времени релаксации, характеризующая вклад диполей, имеющих время релаксации от  $\tau$  до  $\tau + d\tau$  и амплитуду дисперсии диэлектрической проницаемости, равную  $\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}$ . С помощью соотношения (1.2), при определённом выборе функции распределения времени релаксации  $g(\tau)$ , можно получить множество дисперсионных формул. Наибольший интерес, как отмечалось, представляют выражения для  $g(\tau)$ , имеющие теоретическое обоснование.

Функции распределения времени релаксации  $g(\tau)$  можно разделить на два класса: дискретные и непрерывные.

Из дискретных функций наибольший интерес представляют функции распределения  $g(\tau)$ , заданные в виде суммы, каждый член которой пропорционален функции Дирака (дельта-функции)  $\delta(t)$ :

$$g(\tau) = \sum_i \Delta \varepsilon_i \delta(t - \tau_i). \quad (1.3)$$

В этом случае выражение (1.2) принимает следующий вид:

$$\dot{\varepsilon} - \varepsilon_{\infty} = \varepsilon' - j\varepsilon'' - \varepsilon_{\infty} = \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_{Si} - \varepsilon_{\infty i}}{1 + j\omega\tau_i} - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}. \quad (1.4)$$

Уравнение Дебая (1.1), очевидно, является частным случаем уравнения (1.4).

Согласно термодинамической теории дипольной релаксации [Айген, Мейер, 1977; Шахпаронов, 1980], каждое слагаемое в выражении (1.4) представляет собой вклад  $i$ -го процесса в комплексную диэлектрическую проницаемость:  $\tau_i$  обозначает время релаксации  $i$ -го процесса;  $\varepsilon_i = \varepsilon_{Si} - \varepsilon_{\infty i}$  — его вклад в общую амплитуду дисперсии диэлектрической проницаемости, равную  $\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}$ . Величины  $\varepsilon_{Si}$ ,  $\varepsilon_{\infty i}$  — соответственно низкочастотные и высокочастотные пределы  $i$ -й области дисперсии ( $\varepsilon_S = \varepsilon_{Si}$ ,  $\varepsilon_{\infty} = \varepsilon_{\infty n}$ ).

Выделение действительной и мнимой частей в формуле (1.4) приводит к соотношениям:

$$\begin{cases} \varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_{Si} - \varepsilon_{\infty i}}{1 + (\omega\tau_i)^2}, \\ \varepsilon'' = \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_{Si} - \varepsilon_{\infty i}}{1 + (\omega\tau_i)^2} \omega\tau_i + \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}. \end{cases} \quad (1.5)$$

Относительный вклад  $i$ -го процесса в диэлектрический спектр характеризуется величиной

$$B_i = \frac{\varepsilon_{Si} - \varepsilon_{\infty i}}{\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}}, \quad (1.6)$$

называемой релаксационной силой. По определению:

$$\sum_{i=1}^n B_i = 1. \quad (1.7)$$

Отметим, что к рассмотрению задач вида (1.2), (1.4), в сущности, сводится во многих случаях анализ экспериментальных данных на основе соотношений для комплексной диэлектрической проницаемости  $\hat{\epsilon}(\omega)$ , полученных в рамках теории линейного отклика Кубо [Кубо, 1962].

Среди формул, полученных в рамках моделей дипольной поляризации и эквивалентных непрерывным функциям распределения времени релаксации, отметим формулы Фрёлиха [Фрёлих, 1960].

В модели Фрёлиха [Фрёлих, 1960] предполагается, что в жидкости, вследствие неэквивалентности положений диполей, должно существовать распределение энергетических барьеров переориентаций диполей, причём это распределение ограничено некоторым конечным интервалом. В соответствии с этим существует распределение времени релаксации, ограниченного минимальным ( $\tau_0$ ) и максимальным ( $\tau_1$ ) значениями. Принимая, что высоты потенциальных барьеров переориентаций диполей распределены равномерно в интервале от  $H_0$  до  $H_0 + V_0$ , Фрёлих [Фрёлих, 1960] получил следующие выражения для диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и диэлектрических потерь  $\epsilon''$ :

$$\epsilon'(\omega) - \epsilon_\infty = \epsilon_S - \epsilon_\infty \left\{ 1 - \frac{KT}{2v_0} \ln \frac{1 + (\omega\tau_0)e^{2v_0/KT}}{1 + (\omega\tau_0)^2} \right\}, \quad (1.8)$$

$$\epsilon''(\omega) = (\epsilon_S - \epsilon_\infty) \frac{KT}{v_0} \left\{ \arctg(\omega\tau_0 e^{v_0/KT}) - \arctg(\omega\tau_0) \right\}. \quad (1.9)$$

Формулы Фрёлиха (1.8), (1.9) соответствуют функции распределения времени релаксации

$$g(\tau) = \begin{cases} \frac{KT}{2\tau v_0}, & \tau_0 \leq \tau \leq \tau_1, \\ 0, & \tau < \tau_0, \tau > \tau_1, \end{cases} \quad (1.10)$$

которая является частным случаем более общего распределения вида [Matsumoto, Higasi, 1962]:

$$g(\tau) = \begin{cases} \frac{A}{\tau^n}, & \tau_0 \leq \tau \leq \tau_1, \\ 0, & \tau < \tau_0, \tau > \tau_1, \end{cases} \quad (1.11)$$

## 1.2. Эмпирические формулы

Кроме теоретических и модельных соотношений, рассмотренных выше для описания экспериментальных данных как диэлектрической спектроскопии, так и широкого спектра практических приложений, включающих процесс

взаимодействия электромагнитного поля с веществом, используются эмпирические соотношения, соответствующие различным непрерывным функциям распределения времени релаксации. Рассмотрим некоторые из них.

Функция распределения времени релаксации Дэвидсона-Коула [Davidson, Cole, 1951] имеет вид

$$Z(s) = \begin{cases} \frac{\sin(\alpha\pi)}{\pi} (1 - e^{-s})^{-\beta}, \\ 0, \end{cases} \quad (1.12)$$

обрываясь при максимальном значении  $\tau = \tau_M$ . Здесь вводится новая функция распределения времени релаксации  $Z(s)$  по параметру  $s = \ln(\tau_H/\tau)$  ( $\tau_H$  — наиболее вероятное время релаксации), удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_0^{\infty} g(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} Z(s) ds = 1.$$

В соотношении (1.12)  $\beta$  — эмпирический параметр, характеризующий ширину спектра времени релаксации и изменяющийся в диапазоне  $0 \leq \beta \leq 1$ . С учётом (1.12) выражение для  $\dot{\epsilon}$  имеет вид:

$$\dot{\epsilon} = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{(1 - j\omega\tau_M)^{\beta}}. \quad (1.13)$$

При  $\beta = 1$  соотношение (1.13) переходит в уравнение Дебая (1.1).

Разделение действительной и мнимой частей в уравнении (1.13) приводит к следующим выражениям для диэлектрической проницаемости и диэлектрических потерь:

$$\begin{cases} \epsilon' = \epsilon_{\infty} + (\epsilon_S - \epsilon_{\infty})(\cos \varphi)^{\beta} \cos \beta\varphi, \\ \epsilon'' = (\epsilon_S - \epsilon_{\infty})(\cos \varphi)^{\beta} \sin \beta\varphi, \end{cases} \quad (1.14)$$

где  $\varphi = \arctg(\omega\tau_M)$ .

Другой, иногда используемый, вид функции распределения времен релаксации — функция Коула-Коула [Davidson, 1961; Cole, Cole, 1941] — есть

$$Z(s) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(\alpha\pi)}{\operatorname{ch}((1-\alpha)s) + \cos(\alpha\pi)}. \quad (1.15)$$

В этом случае комплексная диэлектрическая проницаемость описывается уравнением:

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{1 + (j\omega\tau_{\alpha})^{1-\alpha}}, \quad (1.16)$$

где  $\alpha$  — эмпирический параметр распределения времени релаксации, характеризующий ширину спектра времени релаксации и изменяющийся в диапа-

зоне  $0 \leq \alpha \leq 1$ ;  $\tau_\alpha$  — некое среднее или эффективное время релаксации. При  $\alpha = 0$  соотношение (1.16) переходит в уравнение Дебая (1.1). Из (1.16) получаем [Davidson, 1961]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_S - \varepsilon_\infty) \cos(\varphi) \left[ \left( 1 + (\omega\tau_\alpha)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right)^2 + \left( (\omega\tau_\alpha)^{1-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1.17)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_S - \varepsilon_\infty) \sin(\varphi) \left[ \left( 1 + (\omega\tau_\alpha)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right)^2 + \left( (\omega\tau_\alpha)^{1-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1.18)$$

$$\text{где } \varphi = \arctg \frac{\left( (\omega\tau_\alpha)^{1-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right)}{\left( 1 + (\omega\tau_\alpha)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right)}.$$

Формулы (1.1), (1.13), (1.16) представляют частные случаи эмпирической зависимости уравнения Гаврильяка-Негами [Гаврильяк, Негами, 1968]

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{\left( 1 + (j\omega\tau_\alpha)^{1-\alpha} \right)^\beta}. \quad (1.19)$$

Формулы Дэвидсона-Коула (1.13), Коула-Коула (1.16) и Гаврильяка-Негами (1.19), по-видимому, не имеют теоретического обоснования. Более того, часто авторы сами (например, в работе [Meissner, Wentz, 2004]) акцентируют внимание на том, что к настоящему времени не известно, какой физический процесс приводит к такому поведению КДП.

Тем не менее, уравнения (1.13), (1.16) и (1.19) полезны при первичной, эмпирической обработке экспериментальных данных, а также с целью сопоставления данных, полученных разными авторами.

Следует отметить, что если в системе происходит достаточно большое (в принципе, бесконечно большое) число процессов, имеющих близкое время релаксации (этот случай имеет место, например, в некоторых жидких системах вблизи критических точек или в высокомолекулярных соединениях [Шахпаронов, 1980]), разделить релаксационные процессы и описать их дискретным спектром времени релаксации (1.4) либо трудно, либо вообще невозможно. В этих случаях для описания экспериментальных данных также применяют непрерывные функции времени релаксации.

### 1.3. Эмпирические модели комплексной диэлектрической проницаемости

Для анализа в данной работе были отобраны аналитические модели КДП, приведённые в табл. 1.1. Следует отметить, что данный список является далеко не полным, однако в нём представлены три типа наиболее популярных моделей.

## Анализируемые модели КДП

№ п/п	Автор(ы)	Источник	Форма записи	Условное обозначение
1	Stogrin A. P.	[Stogrin, 1971] для морской воды	Модель Дебая	M11
2	Stogrin A. P.	[Stogrin, 1971] для раствора NaCl	Модель Дебая	M12
3	Stogrin A. P.	[Митник, 1977]	Модель Дебая	M13
4	Stogrin A. P.	[Stogrin, 1971] с изменениями: $\epsilon_{\infty} = 5,0 + 0,04T$	Модель Дебая	M14
5	Stogrin A. P.	[Райзер, Чёрный, 1994]	Модель Дебая	M15
6	Klein L. A., Swift C. T.	[Klein, Swift, 1977]	Модель Дебая	M16
7	Ellison W.J. et al.	[Ellison et al., 1998; Guilou et al., 1998]	Модель Дебая	M17
8	Klein L. A., Swift C. T.	[Александров, 2002]	Модель Коула-Коула	M21
9	Stogrin A. P.	[Райзер, Чёрный, 1994] с изменениями: $\alpha = 0,03$	Модель Коула-Коула	M22
10	Ellison W.J. et al.	[Ellison et al., 2003]	Двухчастотная модель Дебая	M31
11	Stogrin A. P. et al.	[Stogryn et al., 1995]	Двухчастотная модель Дебая	M32
12	Meissner Th., Wentz F.J.	[Meissner, Wentz, 2004]	Двухчастотная модель Дебая	M33
13	Meissner Th., Wentz F.J.	[Meissner, Wentz, 2012]	Двухчастотная модель Дебая	M34
14	Somaraju R., Trumpf J.	[Somaraju, Trumpf, 2006]	Двухчастотная модель Дебая	M35
15	Ellison W.J. et al.	—	Двухчастотная модель Дебая	M36

**Модель M11**

Общая запись выражения комплексной диэлектрической проницаемости морской воды:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{1 + j2\pi\tau f} - j \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0 f},$$

где  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $f$  — частота электромагнитного излучения (в Гц);  $\tau$  — время релаксации молекулы воды;  $\sigma$  — ионная проводимость;  $\epsilon_{\infty}$  — оптическая диэлектрическая проницаемость;  $\epsilon_S$  — статическая диэлектрическая проницаемость. Зависимость параметров  $\epsilon_{\infty}$ ,  $\epsilon_S$ ,  $\tau$ ,  $\sigma$  от температуры и солёности воды описывается следующими полуэмпирическими функциями (сохранены обозначения авторов).

Статическая диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon_S(T, N) = \varepsilon_S(T, 0)a(N),$$

где  $\varepsilon_S(T, 0)$  — значение соответствующего параметра для пресной воды, определяемого в соответствии с выражением

$$\varepsilon_S(T, 0) = 87,74 - 0,4008T + 9,398 \cdot 10^{-4}T^2 + 1,410 \cdot 10^{-6}T^3;$$

$T$  — термодинамическая температура (в °C);

$a(N)$  — вспомогательный параметр, равный

$$a(N) = 1,000 - 0,2551N + 5,151 \cdot 10^{-2}N^2 - 6,889 \cdot 10^{-3}N^3;$$

$N$  — нормальность раствора NaCl в г-экв/л, связанная с солёностью  $S$  в ‰ соотношением

$$N = S[1,707 \cdot 10^{-2} + 1,205 \cdot 10^{-5}S + 4,058 \cdot 10^{-9}S^2].$$

Выражение для определения времени релаксации  $\tau$  имеет вид

$$2\pi\tau(T, N) = 2\pi\tau(T, 0)b(T, N),$$

где  $\tau(T, 0)$  — значение соответствующего параметра для пресной воды, определяемого в соответствии с выражением

$$2\pi\tau(T, 0) = 1,1109 \cdot 10^{-10} - 3,824 \cdot 10^{-12}T + 6,938 \cdot 10^{-14}T^2 - 5,096 \cdot 10^{-16}T^3;$$

$b(T, N)$  — вспомогательный параметр, равный

$$b(T, N) = 0,1463 \cdot 10^{-2}NT + 1,000 - 0,04896N - 0,02967N^2 + 5,644 \cdot 10^{-3}N^3.$$

Ионная проводимость морской воды рассчитывается в соответствии с выражением

$$\sigma(T, S) = \sigma(25, S)e^{-\Delta\alpha},$$

где

$$\sigma(25, S) = S[0,182521 - 1,46192 \cdot 10^{-3}S + 2,09324 \cdot 10^{-5}S^2 - 1,2805 \cdot 10^{-7}S^3];$$

$$\alpha = 2,033 \cdot 10^{-2} + 1,266 \cdot 10^{-4}\Delta + 2,464 \cdot 10^{-6}\Delta^2 - S \left[ \begin{array}{l} 1,849 \cdot 10^{-5} - 2,551 \cdot 10^{-7}\Delta + \\ + 2,551 \cdot 10^{-8}\Delta^2 \end{array} \right];$$

$$\Delta = 25 - T.$$

Оптическая диэлектрическая проницаемость представлена выражением:

$$\varepsilon_\infty = 4,9.$$

**Примечание 1.** Модель соответствует случаю морской воды.

**Примечание 2.** В оригинале статьи [Stogrin, 1971, с. 734] второй член выражения  $\varepsilon_S(T, 0)$  указан равным 4,0008, однако в других источниках, например в пособии [Митник, 1977], приведено значение 0,40008, а в работе [Райзер, Чёрный, 1994] это значение заменено на 0,4008. Поэтому в соответствии с работой [Sharkov, 2003] это значение выбрано равным 0,4008.

**Модель M12**

Общее выражение для диэлектрической проницаемости имеет вид, аналогичный модели M11. Также неизменными остаются соотношения для расчёта основных параметров модели  $\tau$ ,  $\varepsilon_\infty$ ,  $\varepsilon_S$ ,  $N$ . Однако в силу того, что модель описывает диэлектрические свойства не морской воды, а чистого раствора NaCl, запись соотношений для определения ионной проводимости представлена в несколько ином виде:

$$\sigma_0(T, N) = \sigma_0(25, N) \left\{ \begin{array}{l} 1,0 - 1,962 \cdot 10^{-2} \Delta + 8,08 \cdot 10^{-5} \Delta^2 - \\ -\Delta N \left[ \begin{array}{l} 3,020 \cdot 10^{-5} + 3,922 \cdot 10^{-5} \Delta + \\ + N(1,721 \cdot 10^{-5} - 6,584 \cdot 10^{-6} \Delta) \end{array} \right] \end{array} \right\},$$

где

$$\sigma_0(25, N) = N(10,394 - 2,3776N + 0,68258N^2 - 0,13538N^3 + 1,0086 \cdot 10^{-2} N^4).$$

**Примечание:** Модель соответствует случаю раствора NaCl.

**Модель M13**

Модель составлена на основе соотношений, приведённых в пособии [Митник, 1977] со ссылкой на статью [Stogrin, 1971].

Общее выражение для диэлектрической проницаемости имеет вид, аналогичный модели M11. Также неизменными остаются соотношения для расчёта основных параметров модели  $\tau$ ,  $\varepsilon_\infty$ ,  $\varepsilon_S$  и  $\sigma$ .

На фоне полного повторения соответствующих соотношений в модели использована несколько иная форма записи выражения нормальности раствора:

$$N = 0,9141S \left[ 1,707 \cdot 10^{-2} + 1,205 \cdot 10^{-5} S + 4,058 \cdot 10^{-9} S^2 \right].$$

В ней, в отличие от работы [Stogrin, 1971], появляется множитель 0,9141.

**Примечание:** Несмотря на то, что в тексте пособия [Митник, 1977] совместно используются словосочетания «солёная вода» и «раствор», следует обратить внимание, что представленное соотношение для ионной проводимости соответствует случаю морской воды из статьи [Stogrin, 1971].

**Модель M14**

В силу того, что данная модель — развитие модели M13, используемые в ней аналитические соотношения аналогичны представленным выше. Единственным отличием является введение температурной зависимости значения оптической диэлектрической проницаемости в следующем виде:

$$\varepsilon_\infty = 5,0 + 0,04T.$$

**Примечание:** Модель соответствует случаю морской воды.

**Модель M15**

Модель составлена на основе соотношений, приведённых в работе [Райзер, Чёрный, 1994] со ссылкой на статью [Stogrin, 1971].

Общее выражение КДП представлено в виде

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}}{1 + \left( j \frac{\lambda_S}{\lambda} \right)^{1-\alpha}} - j60\sigma_0\lambda,$$

где член  $60\sigma_0\lambda$  описывает поправку на ионную проводимость раствора NaCl к мнимой части  $\varepsilon''$  (для пресной воды  $\sigma_0 = 0$ );  $\alpha$  — параметр релаксации;  $\lambda$  — длина волны (в м).

Несмотря на то, что форма записи соответствует моделям Коула-Коула, в работе [Райзер, Чёрный, 1994] идёт ссылка на статью [Stogrin, 1971], в которой представлены соотношения для классической модели Дебая. В связи с этим параметр распределения времени релаксации  $\alpha = 0$ .

Статическая диэлектрическая проницаемость определяется выражением

$$\varepsilon_S(T, N) = \varepsilon_S(T, 0)a(N),$$

где

$$\varepsilon_S(T, 0) = 87,74 - 0,4008T + 9,398 \cdot 10^{-4}T^2 + 1,410 \cdot 10^{-6}T^3;$$

$$a(N) = 1,000 - 0,2551N + 5,151 \cdot 10^{-2}N^2 - 6,889 \cdot 10^{-3}N^3;$$

нормальность раствора  $N$  представляется соотношением

$$N = S \left[ 1,707 \cdot 10^{-2} + 1,205 \cdot 10^{-5}S + 4,058 \cdot 10^{-9}S^2 \right],$$

где  $S$  — солёность в ‰.

Выражение для определения времени релаксации  $\tau$  отсутствует. Вместо него использовано понятие релаксационной длины волны  $\lambda_S$  (связь времени релаксации  $\tau$  с параметрами  $\lambda$ ,  $\lambda_S$  и  $f$  описывается выражением  $\lambda_S/\lambda = 2\pi f\tau$ ):

$$\lambda_S(T, N) = \lambda_S(T, 0)b(T, N),$$

где

$$\lambda_S(T, 0) = 3 \left[ 1,1109 - 3,824 \cdot 10^{-2}T + 6,938 \cdot 10^{-4}T^2 - 5,096 \cdot 10^{-6}T^3 \right];$$

$$b(T, N) = 0,1463 \cdot 10^{-2}NT + 1,000 - 0,04896N - 0,02967N^2 + 5,644 \cdot 10^{-3}N^3.$$

В принципе, эта запись аналогична представленному в статье [Stogrin, 1971] выражению для  $\tau$ , если принять значение скорости света равным  $3 \cdot 10^{10}$  см/с.

Соотношение для ионной проводимости, используемое в модели, соответствует аналогичному выражению для водного раствора NaCl (!) из работы [Stogrin, 1971]:

$$\sigma_0(T, N) = \sigma_0(25, N) \left\{ \begin{array}{l} 1,0 - 1,962 \cdot 10^{-2}\Delta + 8,08 \cdot 10^{-5}\Delta^2 - \\ -\Delta N \left[ \begin{array}{l} 3,020 \cdot 10^{-5} + 3,922 \cdot 10^{-5}\Delta + \\ + N(1,721 \cdot 10^{-5} - 6,584 \cdot 10^{-6}\Delta) \end{array} \right] \end{array} \right\} \cdot 10^{-2},$$

где

$$\sigma_0(25, N) = N(10,394 - 2,3776N + 0,6825N^2 - 0,1358N^3 + 1,0086 \cdot 10^{-2} N^4);$$

$$\Delta = 25 - T.$$

Однако, в отличие от статьи [Stogrin, 1971], в работе [Райзер, Чёрный, 1994] в выражении для  $\sigma_0(T, N)$  появляется множитель  $10^{-2}$ . Очевидно, что это следствие выбора других единиц измерения  $\sigma_0 - 10^{-2}$  См/м.

Оптическая диэлектрическая проницаемость определяется выражением  $\epsilon_\infty = 5,0 + 0,02T$ , что не соответствует соотношению, представленному в статье [Stogrin, 1971] ( $\epsilon_\infty = 4,9$ ).

**Примечание 1.** Модель соответствует случаю раствора NaCl.

**Примечание 2.** В работе [Райзер, Чёрный, 1994, с. 31] в выражении для  $\epsilon_S(T, 0)$  имеется опечатка — перед  $1,410 \cdot 10^{-6} T^3$  вместо знака «+», стоит «-».

**Примечание 3.** Неоднозначность принадлежности представленных в работе [Райзер, Чёрный, 1994] выражений к одному из двух видов записи  $\hat{\epsilon}$  (Дебая или Коула-Коула), возникшая за счёт представления авторами труда [Райзер, Чёрный, 1994] общего выражения  $\epsilon$  в форме Коула-Коула и последующего цитирования соотношений из [Stogrin, 1971], относящихся к чисто дебаевскому типу, усугубляется утверждением, что в случае концентрированных электролитических растворов лучшие результаты дает модель Коула-Коула с распределением параметра релаксации в интервале  $\alpha = 0,01 \dots 0,30$  (со ссылкой на препринт [Шарков, 1983]). Таким образом, при прочтении работы [Райзер, Чёрный, 1994] складывается впечатление (ведь приведены расчётные соотношения для всех компонент КДП в форме Коула-Коула), что представленная в труде модель КДП соответствует форме Коула-Коула. Это не так — описываемая в работе [Райзер, Чёрный, 1994] модель относится к дебаевскому типу.

### Модель M16

Общее выражение для расчёта КДП представлено в виде [Klein, Swift, 1977]:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_S - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma_0}{\omega\epsilon_0}, \quad \alpha = 0.$$

Ионная проводимость, со ссылкой на работу [Stogrin, 1971], может быть определена следующим образом:

$$\sigma(T, S) = \sigma(25, S)e^{-\Delta\beta},$$

где

$$\sigma(25, S) = S \left[ 0,182521 - 1,46192 \cdot 10^{-3} S + 2,09324 \cdot 10^{-5} S^2 - 1,28205 \cdot 10^{-7} S^3 \right];$$

$$\beta = 2,033 \cdot 10^{-2} + 1,266 \cdot 10^{-4} \Delta + 2,464 \cdot 10^{-6} \Delta^2 - S \left[ 1,849 \cdot 10^{-5} - 2,551 \cdot 10^{-7} \Delta + 2,551 \cdot 10^{-8} \Delta^2 \right];$$

$$\Delta = 25 - T.$$

Со ссылкой на работы [Но, Hall, 1973; Но et al., 1974] дано выражение для статической диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_S(T, S) = \varepsilon_S(T)a(T, S),$$

где

$$\varepsilon_S(T) = 87,134 - 1,949 \cdot 10^{-1}T - 1,276 \cdot 10^{-2}T^2 + 2,491 \cdot 10^{-4}T^3;$$

$$a(T, S) = 1,000 + 1,613 \cdot 10^{-5}TS - 3,656 \cdot 10^{-3}S + 3,210 \cdot 10^{-5}S^2 - 4,232 \cdot 10^{-7}S^3.$$

Время релаксации определено в соответствии с  $\tau(T, S) = \tau(T, 0)b(T, S)$ , здесь

$$\tau(T, 0) = 1,768 \cdot 10^{-11} - 6,086 \cdot 10^{-13}T + 1,104 \cdot 10^{-14}T^2 - 8,111 \cdot 10^{-17}T^3;$$

$$b(T, S) = 1,000 + 2,282 \cdot 10^{-5}TS - 7,638 \cdot 10^{-4}S - 7,760 \cdot 10^{-6}S^2 + 1,105 \cdot 10^{-8}S^3.$$

В работе [Klein, Swift, 1977] предложено модифицированное выражение для оценки нормальности раствора:

$$N = 0,9141S[1,707 \cdot 10^{-2} + 1,205 \cdot 10^{-5}S + 4,058 \cdot 10^{-9}S^2].$$

Значение оптической диэлектрической проницаемости представлено следующим выражением:

$$\varepsilon_\infty = 4,9 \pm 20 \text{ \%}.$$

**Примечание 1.** Модель соответствует случаю морской воды.

**Примечание 2.** По утверждению авторов работы [Klein, Swift, 1977], с введением поправочного коэффициента 0,9141 в выражении для  $N$  удаётся учесть связь между концентрацией солей в водном растворе NaCl и солёностью непосредственно морской воды.

**Примечание 3.** В силу того, что точное значение  $\varepsilon_\infty$  в работе [Klein, Swift, 1977] не указано, в практических расчётах предлагается (авторами настоящей работы) выбрать  $\varepsilon_\infty$  равным 4,9.

### Модель M17

В соответствии с работами [Ellison et al., 1998; Guillou et al., 1998], общее выражение для расчёта КДП может быть представлено в виде (обозначения авторов сохранены):

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 + j2\pi\tau f} - j \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon_0 f}.$$

Диэлектрическая постоянная:

$$\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}.$$

Из анализа результатов измерений КДП образцов морской воды авторами [Ellison et al., 1998; Guillou et al., 1998] получено следующее выражение для ионной проводимости:

$$\sigma(T, S) = c_1(T) + c_2(T)S,$$

где

$$c_1(T) = 0,086374 + 0,03060T - 0,0004121T^2;$$

$$c_2(T) = 0,077454 + 0,001687T + 0,00001937T^2.$$

Помимо основной формы записи выражения для КДП, авторами [Ellison et al., 1998; Guillou et al., 1998] предложено его разложение на реальную и мнимую составляющие:

$$\varepsilon'(f, T, S) = \varepsilon_\infty(T, S) + \frac{\varepsilon_S(T, S) - \varepsilon_\infty(T, S)}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2(T, S)},$$

$$\varepsilon''(f, T, S) = \frac{2\pi f \tau(T, S)(\varepsilon_S(T, S) - \varepsilon_\infty(T, S))}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2(T, S)} + \frac{\sigma(T, S)}{2\pi \varepsilon_0 f}.$$

Статическая диэлектрическая проницаемость представлена соотношением:

$$\varepsilon_S(T, S) = a_1(T) - a_2(T)S,$$

где

$$a_1(T) = 81,820 - 6,0503 \cdot 10^{-2}T - 3,1661 \cdot 10^{-2}T^2 + 3,1097 \cdot 10^{-3}T^3 - 1,1791 \cdot 10^{-4}T^4 + 1,4838 \cdot 10^{-6}T^5;$$

$$a_2(T) = 0,12544 + 9,4037 \cdot 10^{-3}T - 9,5551 \cdot 10^{-4}T^2 + 9,0888 \cdot 10^{-5}T^3 - 3,6011 \cdot 10^{-6}T^4 + 4,7130 \cdot 10^{-8}T^5.$$

Выражение для расчёта времени релаксации имеет вид:

$$\tau(T, S) \times 10^{12} = b_1(T) + b_2(T)S,$$

где

$$b_1(T) = 17,303 - 0,66651T + 5,1482 \cdot 10^{-3}T^2 + 1,2145 \cdot 10^{-3}T^3 - 5,0325 \cdot 10^{-5}T^4 + 5,8272 \cdot 10^{-7}T^5;$$

$$b_2(T) = -6,272 \cdot 10^{-3} + 2,357 \cdot 10^{-4}T + 5,075 \cdot 10^{-4}T^2 - 6,3983 \cdot 10^{-5}T^3 + 2,463 \cdot 10^{-6}T^4 - 3,0676 \cdot 10^{-8}T^5.$$

Оптическая диэлектрическая проницаемость может быть рассчитана в соответствии с

$$\varepsilon_\infty(T, S) = 6,4587 - 0,04203T - 6,5881 \cdot 10^{-3}T^2 + 6,4924 \cdot 10^{-4}T^3 - 1,2328 \cdot 10^{-5}T^4 + 5,0433 \cdot 10^{-8}T^5.$$

**Примечание 1.** Модель соответствует случаю морской воды.

**Примечание 2.** В работе [Ellison et al., 1998] допущена опечатка. На с. 643 в соотношении для расчёта  $\varepsilon_S(T, S)$  перед членом  $a_2(T)$  должен стоять знак «-», вместо «+».

**Примечание 3.** Авторы статьи [Ellison et al., 1998] обращают особое внимание на то, что модель не работает на частотах выше 40 ГГц.

**Примечание 4.** Важным результатом работы [Ellison et al., 1998] является заключение, что у водного раствора NaCl проводимость на 2...3 % выше, чем у морской воды.

### Модель M21

Представленная в работе [Александров, 2002] модель является «искусственной». Она получена её автором на базе эмпирических соотношений, приведённых в статье [Klein, Swift, 1977] для чисто дебаевского типа релаксации. Затем модель трансформирована в форму Коула-Коула путём введения параметра релаксации  $\alpha$ , отличного от нуля. Такой приём, надо отметить, привёл к неожиданным результатам, а именно — позволил значительно уменьшить расхождения данных натуральных измерений яркостной температуры гладкой поверхности водного раствора NaCl (приведённых в препринте [Александров, 2002]) и результатов моделирования на частоте 37,5 ГГц (по сравнению с оригинальной моделью M16 [Klein, Swift, 1977]).

Общее выражение КДП представляется в виде

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}.$$

Основываясь на экспериментальных данных, Александров Д. В. (2002) рекомендует выбирать параметр релаксации  $\alpha = 0,03$ .

Соотношение для расчёта ионной проводимости имеет вид

$$\sigma(T, S) = \sigma(25, S)e^{-\Delta\beta},$$

где  $\Delta = 25 - T$ ;

$$\begin{aligned} \sigma(25, S) &= 0,182521S - 1,46192 \cdot 10^{-3} S^2 + 2,09324 \cdot 10^{-5} S^3 - 1,28205 \cdot 10^{-7} S^4; \\ \beta &= 2,033 \cdot 10^{-2} + 1,2666 \cdot 10^{-4} \Delta + 2,464 \cdot 10^{-6} \Delta^2 - \\ &- S \left[ 1,849 \cdot 10^{-5} - 2,551 \cdot 10^{-7} \Delta + 2,551 \cdot 10^{-8} \Delta^2 \right]. \end{aligned}$$

Статическая диэлектрическая проницаемость вычисляется в соответствии с

$$\varepsilon_S(T, S) = \varepsilon_S(T, 0)a(S, T),$$

где

$$\varepsilon_S(T, 0) = 87,134 - 0,1949T - 1,276 \cdot 10^{-2} T^2 + 2,491 \cdot 10^{-4} T^3;$$

$$a(S, T) = 1,000 + 1,613 \cdot 10^{-5} ST - 3,656 \cdot 10^{-3} S + 3,210 \cdot 10^{-5} S^2 - 4,232 \cdot 10^{-7} S^3.$$

Время релаксации для произвольных значений температуры и солёности:

$$\tau(T, S) = \tau(T, 0)b(T, S),$$

где

$$\tau(T, 0) = 1,768 \cdot 10^{-11} - 6,086 \cdot 10^{-13} T + 1,104 \cdot 10^{-14} T^2 - 8,111 \cdot 10^{-17} T^3;$$

$$b(T, S) = 1,000 + 2,282 \cdot 10^{-5} ST - 7,638 \cdot 10^{-4} S - 7,760 \cdot 10^{-6} S^2 + 1,105 \cdot 10^{-8} S^3.$$

Как видно из представленных соотношений, основой модели являются результаты работы [Klein, Swift, 1977] (модель M16).

Значение оптической диэлектрической проницаемости выбрано из диапазона, рекомендованного авторами оригинальной модели (в работе [Klein, Swift, 1977]  $\epsilon_{\infty} = 4,9 \pm 20\%$ ):

$$\epsilon_{\infty} = 4,94.$$

**Примечание.** Модель соответствует случаю раствора NaCl.

### Модель M22

Данная модель, по аналогии с предыдущей (M21), получена авторами настоящей работы путём изменения параметра релаксации в оригинальной модели [Stogrin, 1971] с 0 на 0,03 (на основе результатов препринта [Александров, 2002]) и введением температурной зависимости для  $\epsilon_{\infty} = 5,0 + 0,02T$ .

Остальные компоненты выражения для расчёта КДП

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{1 + \left(j \frac{\lambda_S}{\lambda}\right)^{1-\alpha}} - j60\sigma_0\lambda$$

представлены в виде, приведённом в работе [Райзер, Чёрный, 1994] (аналог модели M15).

Диэлектрическая постоянная:

$$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}.$$

Статическая диэлектрическая проницаемость:

$$\epsilon_S(T, N) = \epsilon_S(T, 0)a(N),$$

где

$$\epsilon_S(T, 0) = 87,74 - 0,4008T + 9,398 \cdot 10^{-4}T^2 + 1,410 \cdot 10^{-6}T^3;$$

$$a(N) = 1,000 - 0,2551N + 5,151 \cdot 10^{-2}N^2 - 6,889 \cdot 10^{-3}N^3;$$

$N$  — нормальность раствора, определяемая соотношением:

$$N = S[1,707 \cdot 10^{-2} + 1,205 \cdot 10^{-5}S + 4,058 \cdot 10^{-9}S^2],$$

где  $S$  — солёность в ‰.

Релаксационная длина волны:

$$\lambda_S(T, N) = \lambda_S(T, 0)b(T, N),$$

где

$$\lambda_S(T, 0) = 3[1,1109 - 3,824 \cdot 10^{-2}T + 6,938 \cdot 10^{-4}T^2 - 5,096 \cdot 10^{-6}T^3];$$

$$b(T, N) = 0,1463 \cdot 10^{-2}NT + 1,000 - 0,04896N - 0,02967N^2 + 5,644 \cdot 10^{-3}N^3.$$

Выражение для ионной проводимости:

$$\sigma_0(T, N) = \sigma_0(25, N) \left\{ \begin{array}{l} 1,0 - 1,962 \cdot 10^{-2} \Delta + 8,08 \cdot 10^{-5} \Delta^2 - \\ - \Delta N \left[ \begin{array}{l} 3,020 \cdot 10^{-5} + 3,922 \cdot 10^{-5} \Delta + \\ + N(1,721 \cdot 10^{-5} - 6,584 \cdot 10^{-6} \Delta) \end{array} \right] \end{array} \right\} \cdot 10^{-2},$$

где

$$\sigma_0(25, N) = N(10,394 - 2,3776N + 0,6825N^2 - 0,1358N^3 + 1,0086 \cdot 10^{-2} N^4);$$

$$\Delta = 25 - T.$$

Оптическая диэлектрическая проницаемость представлена функцией температуры раствора  $T$ :

$$\varepsilon_\infty = 5,0 + 0,02T.$$

**Примечание.** Модель соответствует случаю раствора NaCl.

### Модель М31

Представленные соотношения взяты из работы [Ellison et al., 2003]. Модель разработана на основе экспериментальных данных, полученных для искусственной морской воды с солёностью 35 ‰, температурой  $-2...+30$  °C и диапазона частот 40...105 ГГц. В работе [Ellison et al., 2003] высказано предположение, что на высоких частотах (30...105 ГГц), в силу слабой зависимости диэлектрической проницаемости от солёности, данная модель применима для любых (в пределах стандартных по Мировому океану) значений солёности морской воды. На более низких частотах (3...20 ГГц) рекомендовано использовать соотношения из статьи [Ellison et al., 1998].

Общий вид выражения КДП:

$$\dot{\varepsilon}(f, T) = \varepsilon'(f, T) - j\varepsilon''(f, T) = \frac{\Delta_1}{1 + j2\pi\tau_1 f} + \frac{\Delta_2}{1 + j2\pi\tau_2 f} - j \left( \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon_0 f} \right) + \varepsilon_\infty.$$

Диэлектрическая постоянная:  $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ .

Ионная проводимость:  $\sigma = 2,906 + 0,09437T$ .

Выражения для первого и второго времени релаксации:

$$\tau_1 \times 10^{12} = 17,535 - 0,61767T + 0,0089481T^2,$$

$$\tau_2 \times 10^{12} = 3,1842 + 0,019189T - 0,010873T^2 + 0,00025818T^3.$$

Значения вспомогательных параметров  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  определяются соотношениями:

$$\Delta_1 = 68,396 - 0,40643T + 0,022832T^2 - 0,00053061T^3,$$

$$\Delta_2 = 4,7629 + 0,1541T - 0,033717T^2 + 0,00084428T^3.$$

**Примечание 1.** Модель соответствует случаю морской воды.

**Примечание 2.** К сожалению, авторы работы случайно или намеренно не привели вид функции, в соответствии с которой может быть рассчитано

значение оптической диэлектрической проницаемости. Однако в результате анализа информации, доступной через Интернет, это соотношение было найдено в материалах готовящейся (авторами рассматриваемой модели) публикации (использовался один из научных отчётов авторов [Ellison et al., 2003], точная ссылка на использованные материалы не известна):

$$\varepsilon_{\infty}(T) = 5,2214 - 0,022532T + 0,013764T^2 - 0,0023272T^3 + 0,00012962T^4 - 0,000002246T^5.$$

### Модель М32

Представленные соотношения заимствованы из работы [Stogryn et al., 1995].

Общее выражение для определения КДП имеет вид

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' + j\varepsilon'' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_L}{1 - j2\pi f\tau_1} + \frac{\varepsilon_L - \varepsilon_{\infty}}{1 - j2\pi f\tau_2} + j\frac{\sigma}{2\pi f\varepsilon_0},$$

где  $f$  — частота в ГГц, тогда  $1/2\pi\varepsilon_0 = 17,97510$  ГГц·м·с<sup>-1</sup>.

Выражения для расчёта параметров модели представлены в виде произведений значений соответствующих параметров для пресной воды на коэффициенты, являющиеся функциями солёности и температуры:

$$\varepsilon_S(T, S) = \varepsilon_S(T, 0)\alpha(T, S),$$

$$\tau_1(T, S) = \tau_1(T, 0)b(T, S),$$

$$\varepsilon_L(T, S) = \varepsilon_L(T, 0)c(T, S),$$

$$\tau_2(T, S) = \tau_2(T, 0)d(T, S),$$

$$\varepsilon_{\infty}(T, S) = \varepsilon_{\infty}(T, 0)e(T, S),$$

при этом оговорено, что коэффициенты  $d(T, S) = 1$  и  $e(T, S) = 1$ .

*Для пресной воды*

Ионная проводимость равна нулю ( $\sigma = 0$ ).

Для статической диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_S(T, 0)$  даны две эквивалентные аппроксимации (разница проявляется в пятом знаке после запятой):

$$\log_{10}\varepsilon_S(T, 0) = 1,94409 - 0,991 \cdot 10^{-2}T$$

или

$$\varepsilon_S(t, 0) = \frac{3,70886 \cdot 10^4 - 8,2168 \cdot 10^1 T}{4,21854 \cdot 10^2 + t},$$

где  $T$  — температура воды в °С.

Промежуточный (вспомогательный) диэлектрический параметр определён следующим образом:

$$\varepsilon_L(T, 0) = 7,87 \cdot 10^{-2} \varepsilon_S(T, 0).$$

Для первого времени релаксации дано соотношение:

$$2\pi\tau_1(T, 0) = \frac{255,04 + 0,7246T}{(49,25 + T)(45,0 + T)},$$

где  $2\pi\tau_1$  — в нс;  $T$  — в °С.

Второе время релаксации инвариантно изменению температуры:

$$2\pi\tau_2(T, 0) = 0,628 \cdot 10^{-2}.$$

Зависимость оптической диэлектрической проницаемости пресной воды от температуры имеет вид:

$$\varepsilon_\infty(T, 0) = 4,05 + 1,86 \cdot 10^{-2}T.$$

*Для морской (солёной) воды*

Ионная проводимость равна:

$$\sigma(T, S) = \sigma(T, 35)R_T(S) = \sigma(T, 35)R_{15}(S) \frac{R_T(S)}{R_{15}(S)},$$

где  $R_T(S)$  — отношение проводимости морской воды при температуре  $T$  и солёности  $S$  к его «стандартному» значению при температуре  $T$ . «Стандартной» предлагается считать морскую воду с солёностью  $S = 35$  ‰ и такой же проводимостью, как раствор  $3,24356 \cdot 10^{-2}$  кг KCl в 1 л воды при температуре  $15$  °С и давлении в 1 атм;

$$\sigma(T, 35) = 2,903602 + 8,60700 \cdot 10^{-2}T + 4,738817 \cdot 10^{-4}T^2 - 2,9910 \cdot 10^{-6}T^3 + 4,3047 \cdot 10^{-9}T^4;$$

$$R_{15}(S) = \frac{S(37,5109 + 5,45216S + 1,4409 \cdot 10^{-2}S^2)}{1004,75 + 182,283S + S^2};$$

$$\frac{R_T(S)}{R_{15}(S)} = 1 + \frac{(T - 15,0)\alpha_0}{\alpha_1 + T};$$

$$\alpha_0 = \frac{6,9431 + 3,2841S - 9,9486 \cdot 10^{-2}S^2}{84,850 + 69,024S + S^2};$$

$$\alpha_1 = 49,843 - 0,2276S + 0,198 \cdot 10^{-2}S^2.$$

Параметры Дебая:

$$\alpha(T, S) = 1 - S(3,838 \cdot 10^{-2} + 2,180 \cdot 10^{-3}S) \frac{79,88 + T}{(12,01 + S)(52,53 + T)};$$

$$b(T, S) = 1 - S \left[ \frac{3,409 \cdot 10^{-2} + 2,817 \cdot 10^{-3}S}{7,69 + S} - T \frac{2,46 \cdot 10^{-3} + 1,41 \cdot 10^{-3}T}{188,0 - 7,57T + T^2} \right];$$

$$c(T, S) = \alpha(T, S) \rightarrow \varepsilon_L(T, S) = 7,87 \cdot 10^{-2} \varepsilon_S(T, S).$$

**Примечание.** Модель соответствует случаю морской воды.

**Модель М33**

Представленные соотношения взяты из работы [Meissner, Wentz, 2004].  
Общее выражение для комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}(f, T, S) &= \epsilon'(f, T, S) - j\epsilon''(f, T, S) = \\ &= \epsilon_{\infty}(T, S) + \frac{\epsilon_S(T, S) - \epsilon_L(T, S)}{1 + jf/f_1(T, S)} + \frac{\epsilon_L(T, S) - \epsilon_{\infty}(T, S)}{1 + jf/f_2(T, S)} - j \frac{\sigma(T, S)}{2\pi\epsilon_0 f}, \end{aligned}$$

где  $f_1(T, S)$  и  $f_2(T, S)$  — первая и вторая частоты релаксации Дебая в ГГц;  $T$  — температура в °С;  $S$  — солёность в ‰.

Для пресной воды ( $S=0$ ) представлены следующие соотношения.

Ионная проводимость:

$$\sigma(T, S=0) = 0.$$

Статическая диэлектрическая проницаемость:

$$\epsilon_S(T, S) = \frac{3,70886 \cdot 10^4 - 8,2168 \cdot 10^1 T}{4,21854 \cdot 10^2 + T}.$$

Промежуточный диэлектрический параметр:

$$\epsilon_L(T, S=0) = a_0 + a_1 T + a_2 T^2,$$

где  $a_0 = 5,7230$ ;  $a_1 = 2,2379 \cdot 10^{-2}$ ;  $a_2 = -7,1237 \cdot 10^{-4}$ .

Первая частота релаксации рассчитывается по соотношению:

$$f_1(T, S=0) = \frac{45 + T}{a_3 + a_4 T + a_5 T^2},$$

здесь  $a_3 = 5,0478$ ;  $a_4 = -7,0315 \cdot 10^{-2}$ ;  $a_5 = 6,0059 \cdot 10^{-4}$ .

Для оптической диэлектрической проницаемости представлено выражение:

$$\epsilon_{\infty}(T, S=0) = a_6 + a_7 T,$$

где  $a_6 = 3,6143$ ;  $a_7 = 2,8841 \cdot 10^{-2}$ .

Вторая частота релаксации может быть найдена в соответствии с выражением:

$$f_2(T, S=0) = \frac{45 + T}{a_8 + a_9 T + a_{10} T^2},$$

здесь  $a_8 = 1,3652 \cdot 10^{-1}$ ;  $a_9 = 1,4825 \cdot 10^{-3}$ ;  $a_{10} = 2,4166 \cdot 10^{-4}$ .

Для морской (солёной) воды

Ионная проводимость:

$$\sigma(T, S) = \sigma(T, S=35)R_T(S) = \sigma(T, S=35)R_{15}(S) \frac{R_T(S)}{R_{15}(S)},$$

где

$$\begin{aligned} \sigma(T, S=35) &= 2,903602 + 8,60700 \cdot 10^{-2} T + 4,738817 \cdot 10^{-4} T^2 - \\ &- 2,9910 \cdot 10^{-6} T^3 + 4,3047 \cdot 10^{-9} T^4; \end{aligned}$$

$$R_{15}(S) = \frac{S(37,5109 + 5,45216S + 1,4409 \cdot 10^{-2} S^2)}{1004,75 + 182,283S + S^2};$$

$$\frac{R_T(S)}{R_{15}(S)} = 1 + \frac{(T - 15,0)\alpha_0}{\alpha_1 + T};$$

$$\alpha_0 = \frac{6,9431 + 3,2841S - 9,9486 \cdot 10^{-2} S^2}{84,850 + 69,024S + S^2};$$

$$\alpha_1 = 49,843 - 0,2276S + 0,198 \cdot 10^{-2} S^2$$

(температура  $T$  — в °С, солёность  $S$  — в ‰).

Другие параметры модели:

$$\varepsilon_S(T, S) = \varepsilon_S(T, S = 0) \exp(b_0 S + b_1 S^2 + b_2 TS);$$

$$f_1(T, S) = f_1(T, S = 0) \left( 1 + S(b_3 + b_4 T + b_5 T^2) \right);$$

$$\varepsilon_L(T, S) = \varepsilon_L(T, S = 0) \exp(b_6 S + b_7 S^2 + b_8 TS);$$

$$f_2(T, S) = f_2(T, S = 0) (1 + S(b_9 + b_{10} T));$$

$$\varepsilon_\infty(T, S) = \varepsilon_\infty(T, S = 0) (1 + S(b_{11} + b_{12} T)),$$

где

$$b_0 = -3,56417 \cdot 10^{-3}; \quad b_4 = -3,13530 \cdot 10^{-5}; \quad b_8 = -9,22144 \cdot 10^{-5};$$

$$b_1 = 4,74868 \cdot 10^{-6}; \quad b_5 = 2,52477 \cdot 10^{-7}; \quad b_9 = -1,99723 \cdot 10^{-2};$$

$$b_2 = 1,15574 \cdot 10^{-5}; \quad b_6 = -6,28908 \cdot 10^{-3}; \quad b_{10} = 1,81176 \cdot 10^{-4};$$

$$b_3 = 2,39357 \cdot 10^{-3}; \quad b_7 = 1,76032 \cdot 10^{-4}; \quad b_{11} = -2,04265 \cdot 10^{-3};$$

$$b_{12} = 1,57883 \cdot 10^{-4}.$$

**Примечание.** Модель соответствует случаю морской воды.

### Модель М34

Представленные соотношения заимствованы из работы [Meissner, Wentz, 2012].

Материалы работы практически полностью повторяют результаты статьи [Meissner, Wentz, 2004] (модель М33). Изменения коснулись лишь значений коэффициентов в выражениях для статической диэлектрической проницаемости и первой частоты релаксации, а именно:

$$\varepsilon_S(T, S) = \varepsilon_S(T, S = 0) \exp(b_0 S + b_1 S^2 + b_2 TS),$$

где  $b_0 = -3,33330 \cdot 10^{-3}$ ;  $b_1 = 4,74868 \cdot 10^{-6}$ ;  $b_2 = 0$  и

$$f_1(T, S) = f_1(T, S = 0) \left( 1 + S(d_0 + d_1 T + d_2 T^2 + d_3 T^3 + d_4 T^4) \right),$$

здесь

$$\begin{aligned}d_0 &= 0,23232 \cdot 10^{-2}; & d_3 &= 0,35594 \cdot 10^{-6}; \\d_1 &= -0,79208 \cdot 10^{-4}; & d_4 &= 0,89795 \cdot 10^{-8}. \\d_2 &= 0,36764 \cdot 10^{-5};\end{aligned}$$

**Примечание.** Модель соответствует случаю морской воды.

### Модель М35

Представленные соотношения взяты из работы [Somaraju, Trumpf, 2006]. Предлагаемая молодыми авторами модель базируется на утверждении, что для пресной воды наилучшие результаты демонстрируют соотношения, приведённые в статье [Stogryn et al., 1995].

Для морской воды предложена следующая форма записи выражения комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}(f, T, S) &= \epsilon'(f, T, S) + j\epsilon''(f, T, S) = \epsilon_{\infty}(T) + \frac{\epsilon_S(T)(1 - \alpha(T)S) - \epsilon_L(T)}{1 + j2\pi f\tau_1(T)} + \\&+ \frac{\epsilon_L(T) - \epsilon_{\infty}(T)}{1 + j2\pi f\tau_2(T)} + \frac{c(T, S)}{\epsilon_0(2\pi f \times 10^9)^2 \left[ 1 + j \frac{\omega_{eff}(T, S)}{2\pi f \times 10^9} \right]},\end{aligned}$$

где  $f$  — частота (в ГГц), а параметры двухчастотной модели Дебая  $\alpha(T)$  и  $c(T, S)$  определены на базе экспериментальных исследований:

$$\alpha(T) = 0,000314;$$

$$c(T, S) \approx 1 \cdot 10^{12} S.$$

**Примечание 1.** Модель соответствует случаю морской воды.

**Примечание 2.** Для определения параметров модели используются соотношения из модели М32.

**Примечание 3.** В работе [Somaraju, Trumpf, 2006] не представлено расчётное соотношение для параметра  $\omega_{eff}(T, S)$ , авторы предлагают определять его значение исходя из приближения  $\sigma(T, S) \approx c(T, S) / \omega_{eff}(T, S)$ .

**Примечание 4.** Указанное в работе [Somaraju, Trumpf, 2006, с. 3445] значение  $\alpha(T) = 0,00314$  является ошибочным. В результате совместного анализа данных модельных расчётов и графического материала статьи [Somaraju, Trumpf, 2006] авторами настоящей работы установлено, что  $\alpha(T) = 0,000314$ .

### Модель М36

Общее выражение для определения комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}(f, T, S) &= \varepsilon'(f, T, S) + \varepsilon''(f, T, S) = \\ &= \varepsilon_{\infty}(T, S) + \frac{\varepsilon_S(T, S) - \varepsilon_1(T, S)}{1 - j2\pi f \tau_1(T, S)} + \frac{\varepsilon_1(T, S) - \varepsilon_{\infty}(T, S)}{1 - j2\pi f \tau_2(T, S)} + j \frac{17,9751 \sigma(T, S)}{f}. \end{aligned}$$

Статическая диэлектрическая проницаемость аппроксимируется выражением:

$$\varepsilon_S(T, S) = 87,85306 \exp\{-0,00456992T - a_1S - a_2S^2 - a_3ST\}.$$

Промежуточный диэлектрический параметр вычисляется в соответствии с

$$\varepsilon_1(T, S) = a_4 \exp\{-a_5T - a_6S - a_7TS\}.$$

Первое и второе время релаксации определяются зависимостями:

$$\tau_1(T, S) = (a_8 + a_9S) \exp\left\{\frac{a_{10}}{T + a_{11}}\right\},$$

$$\tau_2(T, S) = (a_{12} + a_{13}S) \exp\left\{\frac{a_{14}}{T + a_{15}}\right\}.$$

Выражение для оптической диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\varepsilon_{\infty}(T, S) = a_{16} + a_{17}T + a_{18}S.$$

Значения коэффициентов  $a_i$  в представленных выше выражениях имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,4660691 \cdot 10^{-2}; & a_{10} &= 0,58366888 \cdot 10^3; \\ a_2 &= -0,26087876 \cdot 10^{-4}; & a_{11} &= 0,12634992 \cdot 10^3; \\ a_3 &= -0,63926782 \cdot 10^{-5}; & a_{12} &= 0,69227972 \cdot 10^{-4}; \\ a_4 &= 0,63000075 \cdot 10^1; & a_{13} &= 0,38957681 \cdot 10^{-6}; \\ a_5 &= 0,26242021 \cdot 10^{-2}; & a_{14} &= 0,30742330 \cdot 10^3; \\ a_6 &= 0,42984155 \cdot 10^{-2}; & a_{15} &= 0,12634992 \cdot 10^3; \\ a_7 &= 0,34414691 \cdot 10^{-4}; & a_{16} &= 0,37245044 \cdot 10^1; \\ a_8 &= 0,17667420 \cdot 10^{-3}; & a_{17} &= 0,92609781 \cdot 10^{-2}; \\ a_9 &= -0,20491560 \cdot 10^{-6}; & a_{18} &= -0,26093754 \cdot 10^{-1}. \end{aligned}$$

Ионная проводимость рассчитывается следующим образом:

$$\sigma(T, S) = \sigma(T, S = 35)R_f(S) = \sigma(T, S = 35)R_{15}(S) \frac{R_T(S)}{R_{15}(S)},$$

где

$$\sigma(T, S = 35) = 2,903602 + 8,60700 \cdot 10^{-2} T + 4,738817 \cdot 10^{-4} T^2 - 2,9910 \cdot 10^{-6} T^3 + 4,3047 \cdot 10^{-9} T^4;$$

$$R_{15}(S) = \frac{S(37,5109 + 5,45216S + 1,440910^{-2} S^2)}{1004,75 + 182,283S + S^2};$$

$$\frac{R_T(S)}{R_{15}(S)} = 1 + \frac{(T - 15,0)\alpha_0}{\alpha_1 + T};$$

$$\alpha_0 = \frac{6,9431 + 3,2841S - 9,9486 \cdot 10^{-2} S^2}{84,850 + 69,024S + S^2};$$

$$\alpha_1 = 49,843 - 0,2276S + 0,198 \cdot 10^{-2} S^2.$$

**Примечание 1.** Модель соответствует случаю морской воды.

**Примечание 2.** К сожалению, точное название источника к настоящему моменту не установлено. Материалы работы, в которой была описана данная модель, получены через Интернет в результате поиска информации о моделях диэлектрической проницаемости морской воды. Материалы представляют собой оттиск монографии (без указания названия), соответствующая глава в которой, как следует из текста, была подготовлена В. Эллисоном. По всей видимости, работа датируется периодом с 2004 по 2012 г., поскольку последняя из упомянутых в монографии моделей КДП была предложена в 2004 г., а более свежие модели в неё не вошли. Представленная модель построена на базе совместного анализа данных, полученных различными авторами за все время аналогичных исследований путём подбора соответствующих аппроксимационных зависимостей.

**Важное замечание!** Необходимо обратить внимание на несколько вольное отношение авторов некоторых описанных выше моделей в вопросе расстановки знаков в общих выражениях для КДП. В свою очередь, при попытке использования этих соотношений в практических расчётах у пользователя возникают достаточно большие трудности, связанные с некорректностью получаемых результатов моделирования и невозможностью определения причин этого явления. Авторы настоящей работы считают необходимым привести упоминаемые соотношения в виде, позволяющем получать правильные результаты модельных расчётов (обозначения авторов моделей сохранены).

*Для модели M31:*

$$\dot{\varepsilon}(f, T) = \varepsilon'(f, T) - j\varepsilon''(f, T) = \frac{\Delta_1}{1 + j2\pi\tau_1 f} + \frac{\Delta_2}{1 + j2\pi\tau_2 f} - j \left( \frac{\sigma}{2\pi\varepsilon^* f} \right) + \varepsilon_\infty.$$

*Для модели M32:*

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' + j\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_L}{1 - j2\pi f \tau_1} + \frac{\varepsilon_L - \varepsilon_\infty}{1 - j2\pi f \tau_2} + j \frac{\sigma}{2\pi f \varepsilon_0}.$$

Для моделей М33 и М34:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}(f, T, S) &= \epsilon'(f, T, S) - j\epsilon''(f, T, S) = \\ &= \epsilon_{\infty}(T, S) + \frac{\epsilon_S(T, S) - \epsilon_L(T, S)}{1 + jf/f_1(T, S)} + \frac{\epsilon_L(T, S) - \epsilon_{\infty}(T, S)}{1 + jf/f_2(T, S)} - j \frac{\sigma(T, S)}{2\pi\epsilon_0 f}. \end{aligned}$$

Для модели М35:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}(f, T, S) &= \epsilon'(f, T, S) + j\epsilon''(f, T, S) = \epsilon_{\infty}(T) + \frac{\epsilon_S(T)(1 - \alpha(T)S) - \epsilon_L(T)}{1 + j2\pi f\tau_1(T)} + \\ &+ \frac{\epsilon_L(T) - \epsilon_{\infty}(T)}{1 + j2\pi f\tau_2(T)} + \frac{c(T, S)}{\epsilon_0(2\pi f \times 10^9)^2 \left[ 1 + j \frac{\omega_{eff}(T, S)}{2\pi f \times 10^9} \right]}. \end{aligned}$$

Для модели М36:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}(f, T, S) &= \epsilon'(f, T, S) + j\epsilon''(f, T, S) = \\ &= \epsilon_{\infty}(T, S) + \frac{\epsilon_S(T, S) - \epsilon_1(T, S)}{1 - j2\pi f\tau_1(T, S)} + \frac{\epsilon_1(T, S) - \epsilon_{\infty}(T, S)}{1 - j2\pi f\tau_2(T, S)} + j \frac{17,9751\sigma(T, S)}{f}. \end{aligned}$$

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОЛИТНЫХ СИСТЕМ

### 2.1. Методика проведения измерений

Измерение точных значений комплексной диэлектрической проницаемости  $\dot{\epsilon}$  жидких систем с большими ( $\epsilon''/\epsilon' \geq 1$ ), средними и малыми потерями ( $\epsilon''/\epsilon' < 5 \cdot 10^{-2}$ ) в СВЧ-диапазоне электромагнитных волн проводятся волноводными и резонансными методами. К широко применяемым волноводным методам относятся метод короткого замыкания и холостого хода, метод вариации толщины слоя жидкости, балансные методы.

Описываемые в настоящей работе результаты высокоточных экспериментальных измерений были получены с помощью экспериментального стенда отражательного типа для измерения  $\dot{\epsilon}$  сильнопоглощающих жидкостей. Стенд позволяет проводить измерения КДП в диапазоне частот 35...75 ГГц. Метод основан на исследовании вариации значений коэффициента отражения СВЧ-мощности от поверхности жидкости и подвижного поршня при изменении толщины слоя жидкого диэлектрика, соответствующей расстоянию между её (жидкости) отражающей поверхностью и поршнем. Подробное описание экспериментального стенда, методики проведения измерений и оценки их погрешностей представлены, например, в работах [Ашеко и др., 1989, 2000]. Следует отметить факт, что заявленные авторами значения относительных систематических ошибок измерений  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  сильнопоглощающих жидкостей не превышают 0,5 и 0,8 % соответственно.

## 2.2. Результаты измерений

Результаты измерений значений  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  на четырёх различных частотах (9,5; 35,5; 47,78 и 75,5 ГГц) приведены в табл. 2.1–2.8. Измерения охватывали существенные диапазоны значений температуры и солёности. Так, в ходе измерений температура образца (водного раствора NaCl) изменялась в диапазоне  $-2,15...+79,85$  °С, а значения солёности варьировались в пределах  $0...200$  ‰.

Вполне очевидно, что результаты описываемых исследований можно считать наиболее полными из известных в литературе с точки зрения охватываемых диапазонов солёности и температуры (см. табл. 2.1–2.8). Это позволяет одновременно сравнивать результаты модельных предсказаний, вне зависимости от границ применимости той или иной модели КДП. Кроме этого, оказывается возможным оценить адекватность моделей при возникновении случаев их некорректного использования. Последний аспект особенно важен при решении обратных задач дистанционного зондирования, когда результат заведомо не известен и может быть далёк от пределов применимости задействованной модели.

Таблица 2.1

*Значения  $\epsilon'$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 9,5 ГГц*

T, K	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	180	200
271	46,7	43,5	42,9	42,1	41,5	40,9	40,5	39,8	37,8	35,6	32,7	30,2
283	57,1	56,2	56	54,8	53,9	51,7	50,5	48,2	44,3	40,2	37,8	34,5
293	63,3	62,5	64,4	60,5	59,5	56,6	54,5	52,4	47,3	42,5	39,3	35,6
303	65,8	64,7	64,4	62,8	61,6	58,7	56,1	53,4	47,7	44,5	39,7	36,4
313	66,3	65,1	64,6	63,5	61,7	59,1	56,3	53,3	48,3	44,7	40,2	36
323	65,1	64,1	63,7	62,9	60,9	57,8	55,6	52	47,3	43,3	38	34,7
333	63,6	63,8	63,4	61,8	59,7	56,8	54,9	50,8	46,3	42	37,2	33,9
343	62,2	61,9	61,4	59,2	57,8	55,6	52,4	49,7	45	40,5	36	32,1
353	60,1	59,8	59,6	57,8	56,5	54	50,7	48,6	43,7	39,8	35,2	31,9

Таблица 2.2

*Значения  $\epsilon''$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 9,5 ГГц*

T, K	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	180	200
271	40,8	42,8	43,1	43,5	43,9	44,5	44,8	45,1	45,5	46,1	46,4	46,7
283	35,2	36,3	36,6	37,1	38,3	39,7	40,7	41,9	45,3	46,3	46,5	47,4
293	30,4	32,2	33	33,4	34,3	36,4	38,3	42,1	45,6	48,4	49	51
303	24,6	27,9	28,5	29,7	30,6	33,7	36,4	41,4	46,9	50,7	54,1	56,1
313	20,2	24,2	24,3	26,1	27,8	32	35,3	41,1	48,9	53,8	59,1	62,4

323	16,3	20,8	21,4	22,9	25,1	31,4	35,7	42,8	52,7	58,6	65,5	70,9
333	13,2	17,8	18,4	20,2	23,6	31,7	36,3	44,4	56	65,3	72,8	78,2
343	10,5	14,6	14,5	18,8	22,7	31,7	36,6	46,9	60	69,9	80,6	87,3
353	8,7	11,8	14,4	17	23	31,8	38,9	49,3	63,9	75,3	88	94

Таблица 2.3

Значения  $\varepsilon'$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 35,5 ГГц

T, К	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	178,2	200
271	–	–	–	–	–	10,7	11,1	11,3	11,7	12,1	12,3	12,4
273	–	–	–	11,1	10,6	–	–	–	–	–	–	–
275	11,4	11,2	11,3	–	–	–	–	–	–	–	–	–
283	14,3	14,3	14,5	14,5	14,4	14,4	15,1	15,1	15,3	15,1	15,4	14,9
293	19	19	19,1	18,8	18,7	18,8	19,1	18,9	18,5	18,2	17,7	16,9
303	23,8	23,5	23,4	23,4	23,5	22,8	23,1	22,4	21,8	21	20,4	19
313	29,7	27	27,3	27,9	28,4	27,1	27,4	26,2	24,9	23,7	22,2	21,4
323	34,9	30,4	30,9	32,3	31,9	30,7	28,8	28,6	28	25,4	23,08	22,9
333	39,5	36,8	35,7	36,9	34,7	35	33,8	30,2	29,7	26,3	24,9	24,6
343	43,4	39,6	39,2	40,1	38,6	37,2	36,6	–	31,3	28,1	25,7	25,3
353	45,5	44,3	–	–	40,3	38,7	37,2	34,5	32,3	28,7	26,1	24,6

Таблица 2.4

Значения  $\varepsilon''$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 35,5 ГГц

T, К	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	178,2	200
271	–	–	–	–	–	17,9	18	18,3	18,4	17,9	17,4	17,1
273	–	–	–	18,6	18	–	–	–	–	–	–	–
275	18,9	19,1	19,3	–	–	–	–	–	–	–	–	–
283	22,9	22,7	23	23	22,8	23,7	23,2	23,2	23,6	22,7	21,9	21,3
293	27,1	27,1	27,3	26,9	26,6	26,8	27,2	27	26,4	25,5	24,9	23,9
303	29,5	29,3	29	29,8	29,1	29,1	29,4	28,6	28,6	27,6	26,9	26,4
313	31,2	29,9	30,8	30,8	30,4	30,3	30,5	29,9	29,6	28,8	28,4	28
323	31	32	31,8	30,4	29,5	29,8	28,3	29,9	30,2	29,6	29	29,1
333	29,5	31	31,7	29,4	29,3	29,3	29,6	29,3	29,8	30	30,4	31,2
343	27,4	30,1	28	27,3	27,2	28,1	29	–	29,6	30,8	31	32
353	24,8	23,8	–	–	25,1	26,4	27	28	29,5	30,8	32,2	32,6

Таблица 2.5

Значения  $\varepsilon'$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 47,78 ГГц

T, К	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	180	200
273	7,2	7	7,1	7,1	7,4	7,6	7,95	8,02	8,26	8,61	9,3	9,5
278	8,27	8,08	8,15	8,16	8,48	8,58	8,84	8,88	9,1	9,33	9,86	9,96
283	9,35	9,17	9,21	9,22	9,45	9,55	9,72	9,73	9,86	10,04	10,42	10,42
288	10,42	10,26	10,26	10,28	10,48	10,53	10,61	10,59	10,66	10,76	10,98	10,89
293	11,6	11,44	11,44	11,44	11,59	11,6	11,59	11,54	11,58	11,52	11,62	11,44
303	14,85	14,67	14,87	14,62	14,69	14,5	14,39	14,2	13,89	13,5	13,34	12,85
313	18,1	17,9	18,3	17,8	17,8	17,39	17,2	16,87	16,21	15,47	15,06	14,32
323	21,76	21,26	21,81	21,06	21,02	20,17	19,9	19,35	18,44	17,23	16,3	15,45
333	26,3	24,9	25,5	24,5	24,5	22,69	22,4	21,61	20,15	18,59	16,89	16,02
343	31,5	29,55	30,17	31,83	29,15	26,45	26,05	23,04	22,65	20,39	17,94	17,18
353	34	31,8	32,7	34,1	31,6	28,49	27,7	26,67	24,63	22,08	18,82	18,42

Таблица 2.6

Значения  $\varepsilon''$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 47,78 ГГц

T, К	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	180	200
273	15,3	14,6	14,9	14,8	15	15,2	15,4	15,45	15,6	15,12	14,7	14,3
278	17,32	16,65	16,95	16,9	17,07	17,17	17,4	17,46	17,52	17,1	16,32	15,93
283	19,35	18,7	19	19	19,15	19,15	19,4	19,47	19,45	19,08	18,03	17,5
288	21,37	20,75	21,05	21,1	21,22	21,12	21,4	21,48	21,37	21,06	19,74	19,07
293	23,4	22,8	23,1	23,2	23,3	23,1	23,4	23,5	23,3	23,09	21,3	20,75
303	27,29	26,51	26,96	27,09	27,14	26,45	26,93	26,77	26,53	25,72	24,13	23,34
313	31,1	30	30,7	30,8	30,8	29,45	30,2	29,6	29,4	27,68	26,2	25,9
323	33,94	32,93	33,39	33,03	33,12	31,01	31,2	30,56	30,19	29,24	27,45	26,56
333	37,1	36	36,5	36,1	36,2	33,9	34,1	33,4	33	31,96	29,9	29,1
343	38,55	37,06	37,7	37,36	37,17	34,68	35,39	34,23	33,8	32,68	31	29,99
353	39,4	37,3	38,6	37,8	38,1	35,1	35,6	35,5	35,2	33,35	31,6	30,5

Таблица 2.7

Значения  $\varepsilon'$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 75,5 ГГц

T, К	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	180	200
271	–	–	–	–	–	6,23	6,48	6,84	7,10	7,69	8,03	8,24
273	6,03	6,07	6,11	6,03	6,17	–	–	–	–	–	–	–

283	6,83	6,95	6,98	7,04	6,92	7,11	7,42	7,72	7,87	8,41	8,71	8,90
293	7,99	8,11	8,16	—	8,06	8,30	8,51	8,80	8,93	9,31	9,54	9,62
303	9,66	9,70	9,79	9,73	9,32	9,48	9,84	10,14	10,29	10,34	10,50	10,53
313	11,86	11,77	11,80	11,79	11,28	11,17	11,19	11,69	11,74	11,64	11,76	11,57
323	14,17	14,33	14,35	14,34	13,65	13,53	13,81	13,55	13,45	12,94	12,91	12,62
333	17,70	17,75	17,65	17,36	16,37	16,59	16,47	15,76	15,45	14,54	14,39	13,78
343	20,51	20,54	20,21	20,46	19,20	18,70	18,80	17,85	17,01	16,01	15,64	14,81
353	23,91	23,90	23,01	23,54	22,02	21,02	20,85	19,97	18,56	17,39	16,56	15,57

Таблица 2.8

Значения  $\varepsilon''$ , измеренные для системы вода – NaCl на частоте 75,5 ГГц

T, К	Солёность, ‰											
	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	180	200
271	—	—	—	—	—	9,50	9,59	9,83	10,07	9,94	9,74	9,66
273	9,47	9,36	9,38	9,01	9,78	—	—	—	—	—	—	—
283	11,98	11,87	11,84	11,90	12,25	12,43	12,55	12,86	12,77	12,63	12,13	12,05
293	14,72	14,48	14,34	—	14,95	15,20	14,99	15,26	15,16	14,71	14,11	14,03
303	17,76	17,49	17,23	17,43	17,61	17,68	17,54	17,52	17,46	17,08	16,25	16,05
313	20,96	20,50	20,19	20,18	20,42	20,37	21,37	20,29	19,92	19,18	18,50	18,16
323	23,55	23,24	22,81	22,96	23,47	23,55	22,97	22,80	22,35	21,59	20,44	20,14
333	26,18	25,95	25,56	25,40	26,18	25,73	25,68	25,26	24,75	23,73	22,93	22,26
343	28,91	28,48	27,67	28,29	27,98	27,96	27,70	27,51	26,47	25,99	24,42	23,75
353	31,35	30,27	29,50	29,80	30,10	29,34	29,26	29,01	28,19	27,82	25,99	25,57

### 2.3. Сравнение результатов измерений с данными других авторов

При проведении измерений, аналогичных описанным в п. 2.1, несмотря на высокие расчётные показатели точности используемых методик и характеристик измерительного оборудования, всегда остаётся актуальной проблема соотношения получаемых результатов с данными других авторов. Зачастую, результатом сравнительного анализа становится комплекс мероприятий по более детальной настройке/калибровке измерительного оборудования, проведению измерений в реперных точках, повторным измерениям в условиях, соответствующих характерным особенностям поведения исследуемых величин и т.д. Помимо этого, в последнее время становится все более популярным привлечение данных сторонних измерений для составления единых баз данных измерений по исследуемому процессу/явлению, что, естественно, позволяет значительно повысить достоверность итоговых обобщений и, например, в случае разработки эмпирических моделей КДП, расширить область их применимости по варьируемым параметрам. Такой подход, в частности, был использован в статье [Somaraju, Trumpf, 2006].

К сожалению, количество работ, подобных [Ellison et al., 2003], в которых авторы приводят результаты своих измерений в табличном виде, удобном для сравнения и последующего анализа, крайне ограничено. Ещё более трудной является задача сопоставления результатов собственных и сторонних измерений в силу значительно различающихся условий проведения исследований.

В настоящей работе для сопоставления с данными измерений действительной и мнимой частей КДП, приведёнными выше, анализируются результаты исследований, представленные в работах [Ellison et al., 1998, 2003]. Измерения выполнены для фиксированного значения солёности 35 ‰ в диапазоне частот  $f$  30...105 ГГц. Шаг изменения частоты — 2 ГГц. При проведении измерений температура раствора устанавливалась равной  $-2, 5, 10, 15, 20, 25$  и  $30$  °С. Подробное описание установки, позволяющей выполнять измерения КДП искусственной морской воды с точностью  $\pm 3\%$  от её истинных значений, может быть найдено в статье [Lamkaouchi et al., 2003].

Частотные зависимости результатов измерений  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ , представленные в работах [Ellison et al., 1998, 2003] и описанные в п. 2.1–2.2 [Ашеко и др., 1989, 2000], приведены на рис. 2.1.

К сожалению, детальное сравнение результатов двух экспериментов провести невозможно. Во-первых, измерения [Ellison et al., 2003] были выполнены для искусственной морской воды, когда в растворе, помимо солей NaCl, присутствуют другие соединения —  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ , KCl,  $\text{NaHCO}_3$ ,  $\text{MgCl}_2$ ,  $\text{CaCl}_2$  и т.д. (подробно технология приготовления состава с солёностью 35 ‰ описана в статье [Guillou et al., 1998]), в отличие от результатов эксперимента, описанного в п. 2.1–2.2, выполненного для чистого раствора NaCl. Во-вторых, налицо несоответствие значений температуры (см. табл. 2.1–2.8) и солёности (35 ‰ против 36) исследуемых образцов.

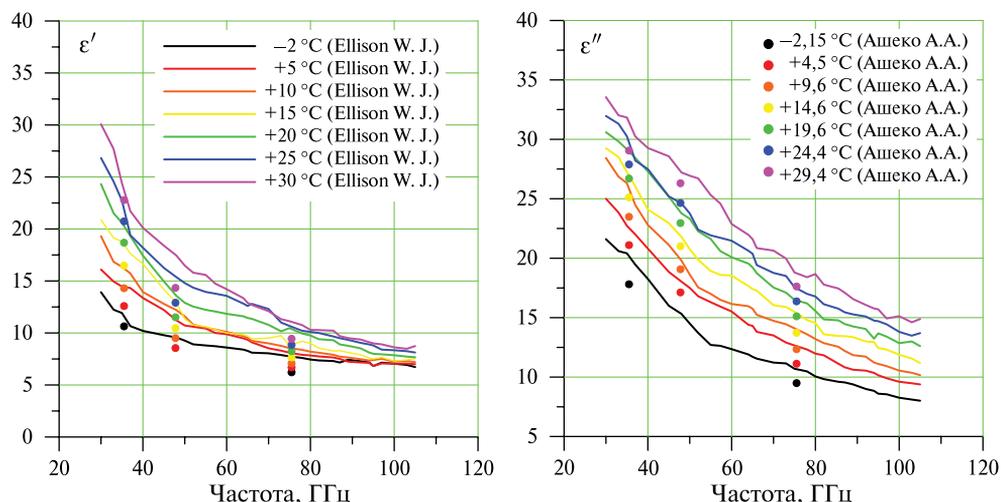


Рис. 2.1. Сравнение результатов измерений  $\epsilon'$  (слева) и  $\epsilon''$  (справа), заимствованных из работ [Ellison et al., 1998, 2003] (сплошные линии) и описанных в п. 2.1–2.2 [Ашеко и др., 1989, 2000] (точки)

В силу описанных трудностей следует ограничиться лишь качественным анализом представленных на рис. 2.1 частотных зависимостей компонент КДП:

- приведённые в работе [Ellison et al., 2003] значения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  оказываются выше соответствующих результатов измерений, описываемых в п. 2.1–2.2;
- сделанное замечание остаётся справедливым для всех трёх частот — 35,5; 47,78 и 75,5 ГГц;
- максимальные расхождения, в процентном соотношении, зафиксированы на частоте 47,78 ГГц при температуре раствора +10 °С для действительной части КДП и составляют 23,5 %;
- результаты измерений  $\epsilon'$  расходятся значительно (вплоть до 23,5 %), по сравнению с измерениями  $\epsilon''$ , для которых максимальное расхождение не превышает уровня 13 %;
- наименьшие расхождения измеренных  $\epsilon''$  соответствуют частоте 47,78 ГГц: 5 % при температуре +4,5 °С (5 °С) и полное совпадение результатов измерений при температуре 24,4 °С (25 °С); на частотах 35,5 и 75,5 ГГц уровень расхождения приблизительно одинаков и варьируется в пределах 6...13 %;
- наименьшие расхождения измеренных  $\epsilon'$  соответствуют частоте 35,5 ГГц: 6 % при температуре +29,4 °С (30 °С) и 13 % при температуре +4,5 °С (5 °С); на частоте 47,78 ГГц ошибка изменяется в пределах от 15 (+19,6 °С) до 23,5 % (+10 °С), на частоте 75,5 ГГц — от 13 (+14,6 °С) до 21,5 % (+20 °С);
- интересно, что для случая  $\epsilon''$  величина параметра  $\partial\epsilon''/\partial f$  для обоих экспериментов одинакова, а сами значения  $\epsilon''$  отличаются на приблизительно равную величину, без ярко выраженной температурной, или частотной зависимости;
- в то же время, величина  $\partial\epsilon'/\partial f$  в частотном диапазоне 35,5...47,78 ГГц для эксперимента [Ашеко и др., 1989, 2000] имеет большие отрицательные значения, а в диапазоне 47,78...75,5 ГГц — меньшие отрицательные значения по сравнению с приведённой в статье [Ellison et al., 2003].

В заключение хотелось бы отметить следующее: во-первых, данное сравнение не является основанием для опровержения результатов ни одного из рассмотренных экспериментов и приведено исключительно для привлечения внимания к проблеме острой нехватки аналогичных измерений. Во-вторых, уровень продемонстрированных расхождений двух исследований настолько велик, что не может быть объяснён только заявленными показателями точности измерений. Следствием этого является необходимость, в дальнейшем, как проведения дополнительного (повторного) анализа показателей точности измерения и используемого оборудования, так и повторения серии экспериментальных измерений с повышенным уровнем контроля за всеми значимыми факторами (температура раствора, концентрация примесей и т. п.). Сделанное замечание относится к обоим рассмотренным экспериментам.

### 3. СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЁТОВ

Основной целью настоящей работы является выбор модели диэлектрической проницаемости, наилучшим образом подходящей для решения вопросов дистанционного зондирования морской поверхности. В первую очередь, это обусловлено необходимостью повышения точности решения таких задач как определение параметров спектра ветровых гравитационно-капиллярных волн (метод нелинейной резонансной радиотепловой спектроскопии [Садовский и др., 2009]) и восстановление полей приповерхностного ветра в океане [Поспелов, 2004] (эти задачи представляют первостепенный интерес для авторов настоящей работы). Основой для обеих задач являются данные угловых радиополяриметрических измерений интенсивности собственного излучения морской поверхности в микроволновом диапазоне. С этой точки зрения выбор модели диэлектрической проницаемости морской воды целесообразно проводить, сравнивая не непосредственно экспериментальные и модельные зависимости  $\varepsilon'(T, S)$  и  $\varepsilon''(T, S)$ , а соответствующие им значения радиояркостной температуры.

#### 3.1. Излучение гладкой водной поверхности

Интенсивность собственного излучения гладкой водной поверхности в терминах радиояркостной температуры ( $T_{\text{я}}$ ) в общем случае может быть представлена в следующем виде:

$$T_{\text{я}}(\theta, \lambda)_{\text{В,Г}} = T_{\text{к}}(\theta, \lambda)_{\text{В,Г}} + T_{\text{Н}}(\theta, \lambda) [1 - \kappa(\theta, \lambda)_{\text{В,Г}}], \quad (3.1)$$

где В, Г — вертикальная и горизонтальная поляризации излучения;  $\kappa(\theta, \lambda)_{\text{В,Г}}$  — излучательная способность гладкой водной поверхности, определяемая коэффициентами отражения Френеля через соотношение

$$\kappa(\theta, \lambda)_{\text{В,Г}} = 1 - R(\theta, \lambda)_{\text{В,Г}}; \quad (3.2)$$

$T$  — термодинамическая температура водной среды;  $T_{\text{Н}}(\theta, \lambda)$  — радиояркостная температура небосвода (в представленных данных  $T_{\text{Н}}(\theta, \lambda)$  принимается равной нулю);  $\theta$  — угол падения;  $\lambda$  — длина волны.

Коэффициенты Френеля, помимо зависимости от типа поляризации, угла падения и длины волны, являются функциями физико-химических свойств водной среды, определяющих значение её комплексной диэлектрической проницаемости  $\dot{\varepsilon}$ :

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{Г}} &= \left| \frac{\cos \theta - (\dot{\varepsilon} - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\cos \theta + (\dot{\varepsilon} - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right|^2, \\ R_{\text{В}} &= \left| \frac{\dot{\varepsilon} \cos \theta - (\dot{\varepsilon} - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\dot{\varepsilon} \cos \theta + (\dot{\varepsilon} - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right|^2. \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Как видно из представленных соотношений, для проведения практических электродинамических расчётов по оценке интенсивности собственного

излучения водной среды необходимо знание величины комплексной диэлектрической проницаемости. Для её оценки традиционно используются соотношения, аналогичные представленным в п. 1.3.

### 3.2. Методика сравнения

Сравнение результатов модельных оценок действительной и мнимой частей КДП, выполненных в соответствии с моделями, представленными в табл. 1.1, с данными лабораторных измерений соответствующих величин осуществлялось по следующему алгоритму:

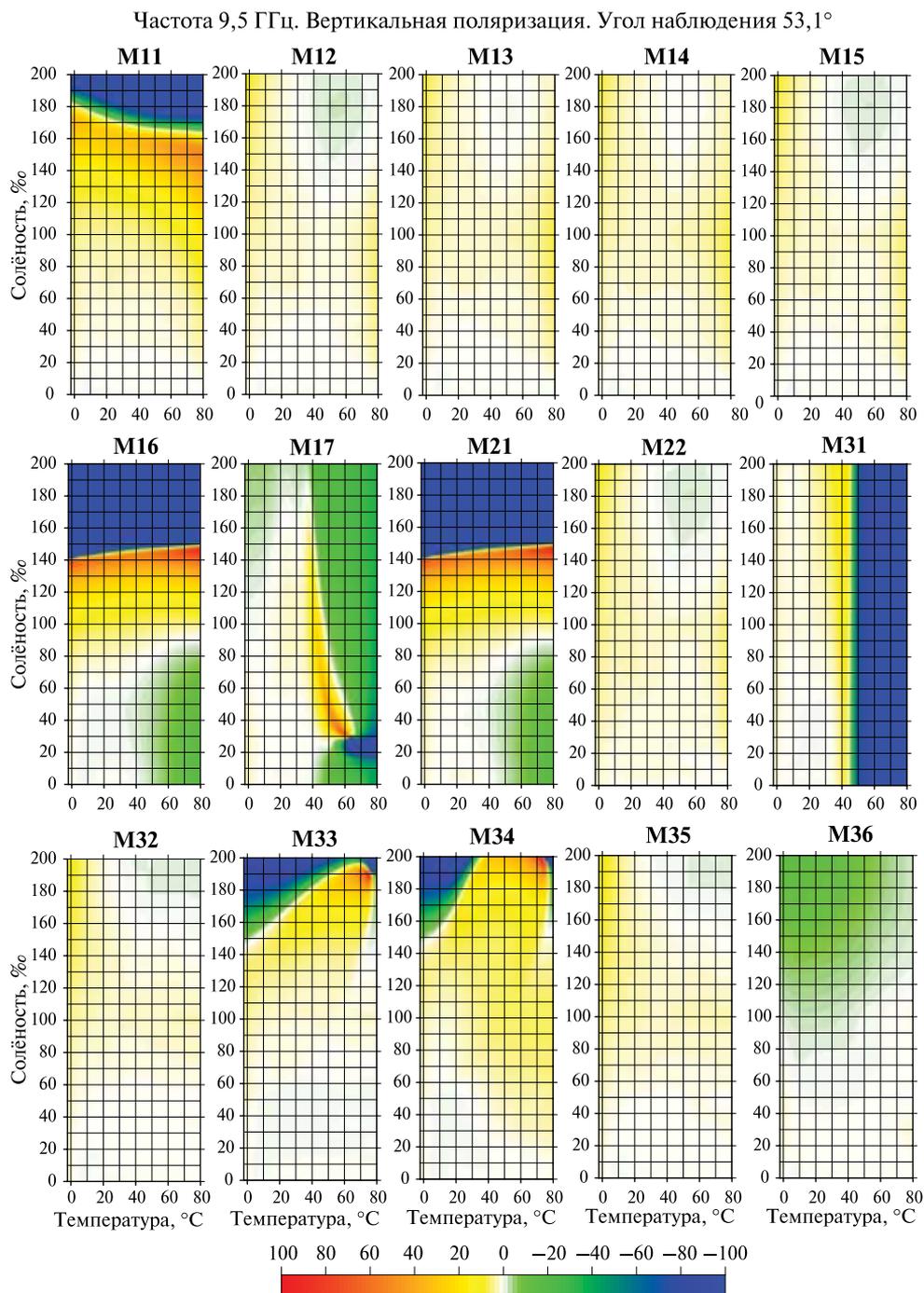
- 1) на первом этапе для всего набора сочетаний температуры и солёности, охваченных экспериментальными измерениями, в соответствии с представленными в разд. 1 моделями, осуществлялся расчёт соответствующих значений  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$ ;
- 2) далее полученные значения использовались для определения интенсивности собственного излучения гладкой водной поверхности  $T_{\text{Я}}^{\text{мод}}$ ;
- 3) аналогичная серия вычислений  $T_{\text{Я}}^{\text{эксп}}$  проводилась и для всего набора данных лабораторных измерений  $\dot{\varepsilon}$ ; следует отметить, что если значения длины волны излучения  $\lambda$ , температуры  $T$  и солёности  $S$  определялись в расчётах условиями проведения лабораторного эксперимента, то значение угла визирования  $\theta$  (в соотношении (3.3)) было постоянным и составило  $53,1^\circ$  (от надира, по аналогии с ориентацией действующих спутниковых приборов SSM/I);
- 4) на заключительном этапе осуществлялся расчёт относительной разницы данных лабораторных измерений и модельных расчётов:

$$\Delta T_{\text{Я}} = \left| \frac{T_{\text{Я}}^{\text{мод}} - T_{\text{Я}}^{\text{эксп}}}{T_{\text{Я}}^{\text{эксп}}} \right| 100 \%. \quad (3.4)$$

Результаты сравнения в графическом виде приведены ниже. В частности, на рис. 3.1, 3.3, 3.5 и 3.7 представлены расчётные значения  $\Delta T_{\text{Я}}$  (в %) на частотах 9,5; 35,5; 47,78 и 75,5 ГГц для вертикальной поляризации. Аналогичные поля распределения  $\Delta T_{\text{Я}}$  на горизонтальной поляризации даны на рис. 3.2, 3.4, 3.6 и 3.8.

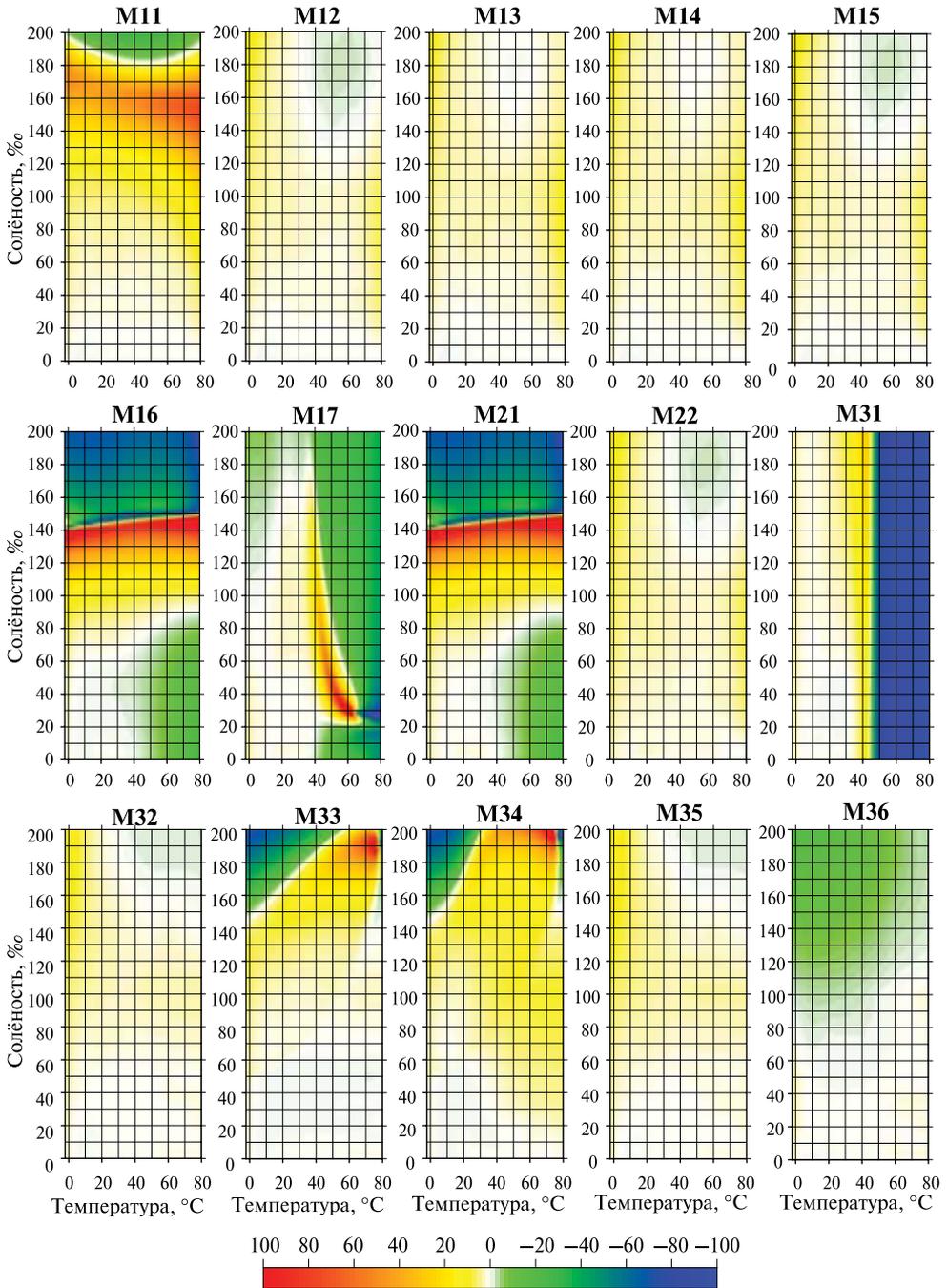
### 3.3. Анализ полученных результатов

Рассмотрение и анализ результатов сравнения данных лабораторных измерений с модельными расчётами, представленных в виде полей распределения оценочного параметра  $\Delta T_{\text{Я}}$ , позволяют производить комплексную оценку рассматриваемых моделей. По полученным изображениям оказывается возможным определять не только границы применимости (по температуре и солёности) той или иной модели, но и их трансформацию при переходе в другие частотные диапазоны или смене типа поляризации излучения. Помимо этого, можно сделать заключение о том, насколько верными оказались как общая идеология построения модели, выбранная ее автором, так и задействованные типы аппроксимирующих функций.



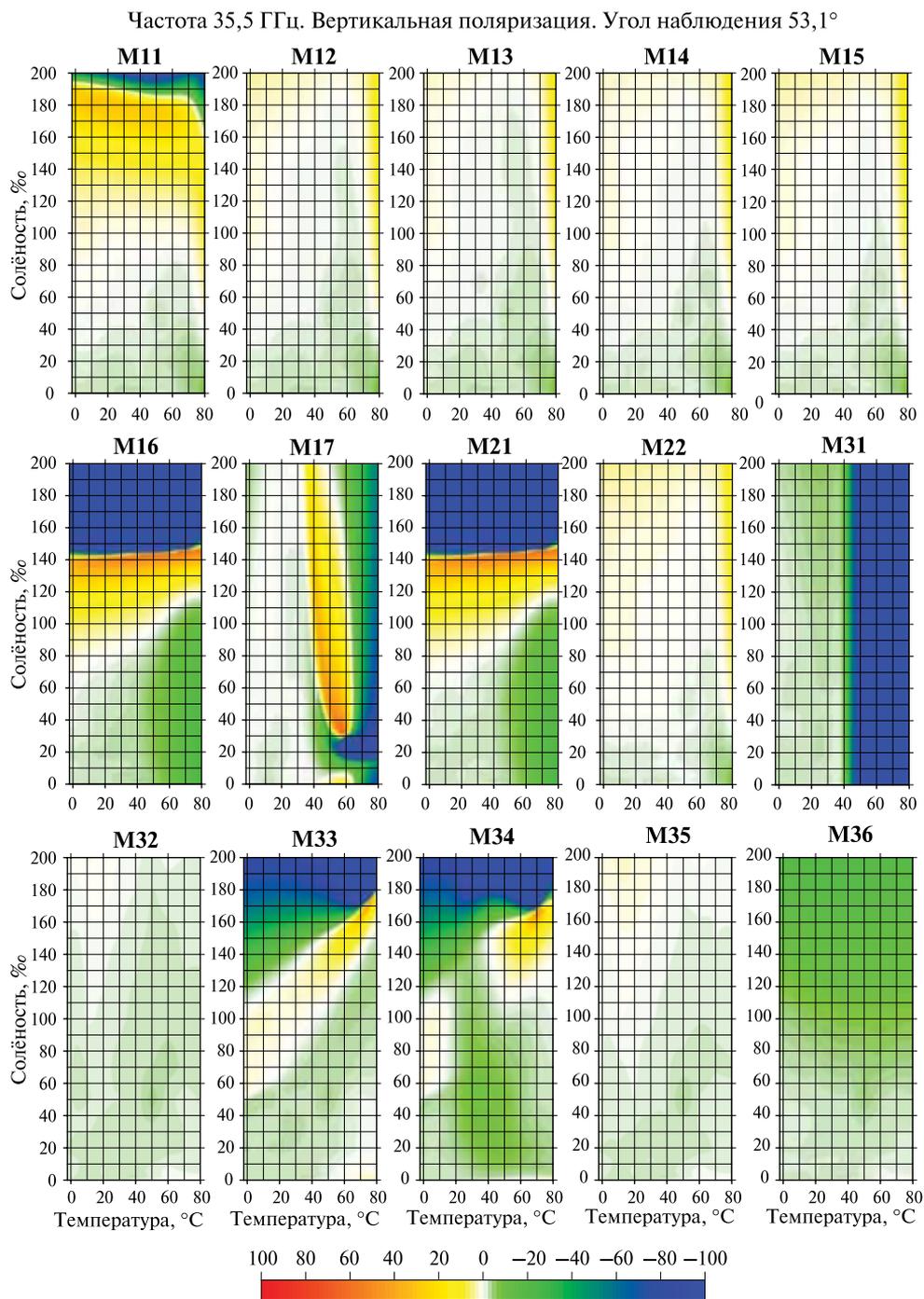
Р и с. 3.1. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{\text{я}}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям  $|\Delta T_{\text{я}}| \geq 100 \%$

Частота 9,5 ГГц. Горизонтальная поляризация. Угол наблюдения 53,1°



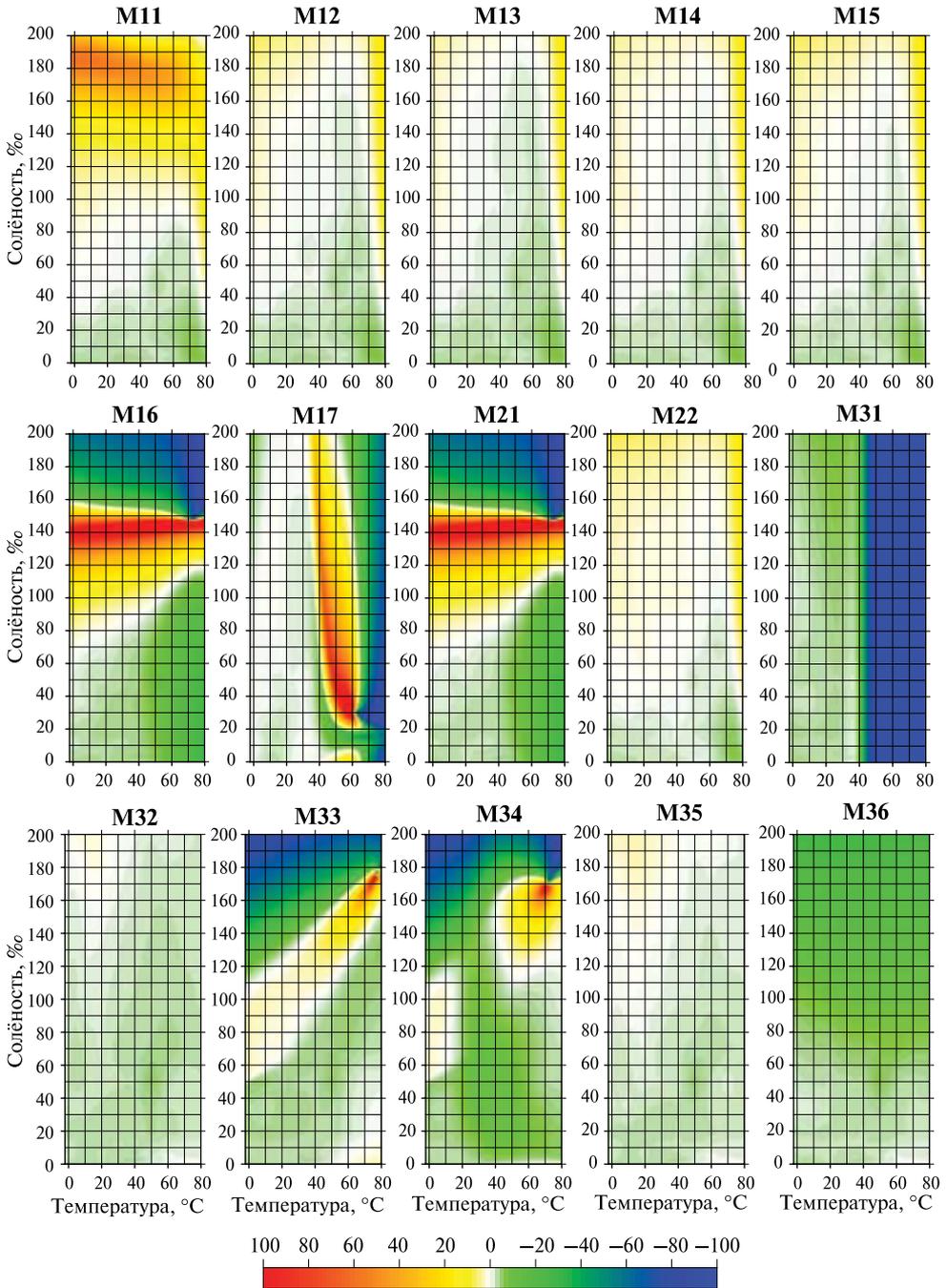
Р и с. 3.2. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{я}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям

$$|\Delta T_{я}| \geq 100 \%$$



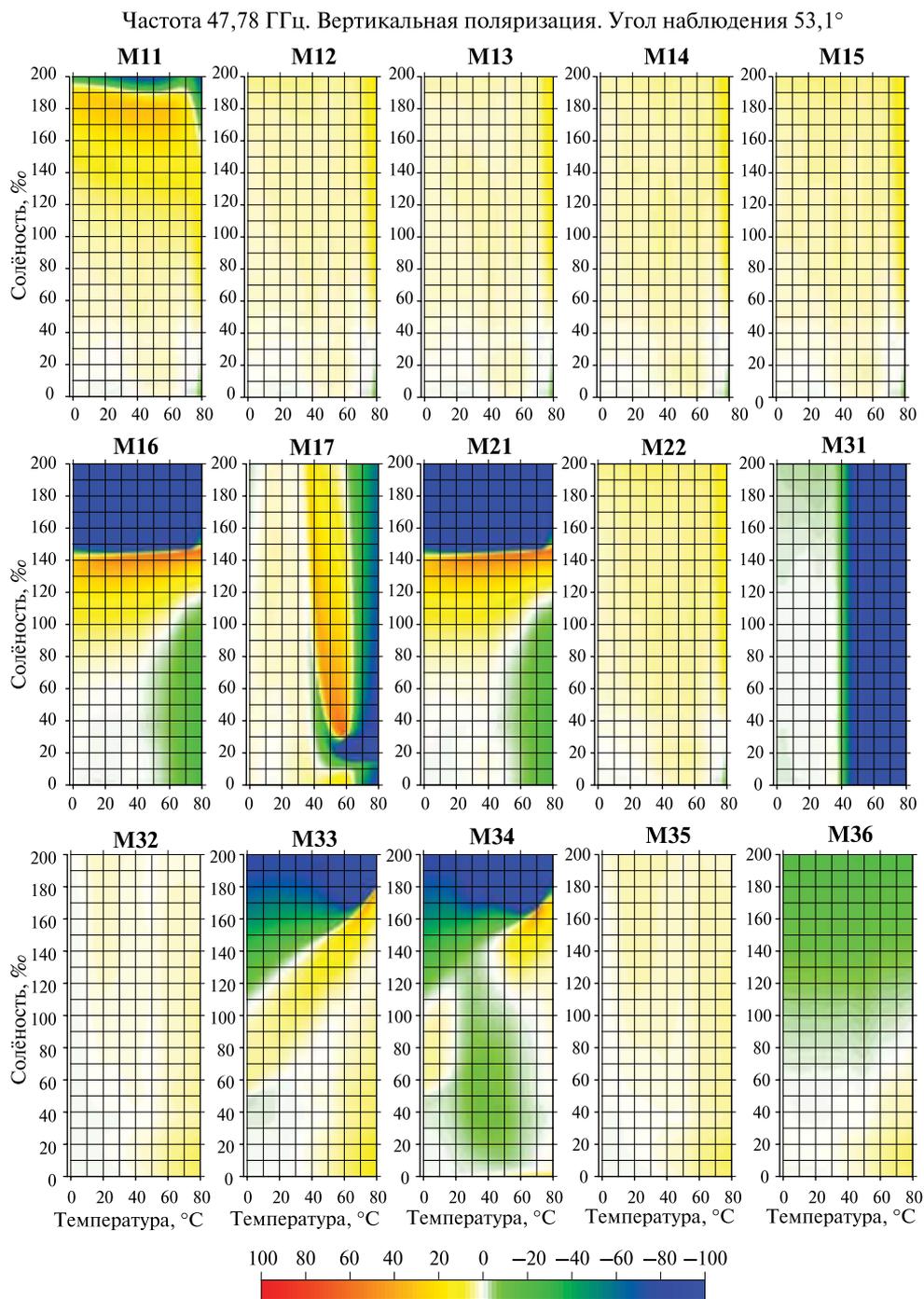
Р и с. 3.3. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{я}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям  $|\Delta T_{я}| \geq 100 \%$

Частота 35,5 ГГц. Горизонтальная поляризация. Угол наблюдения  $53,1^\circ$



Р и с. 3.4. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{\text{я}}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям

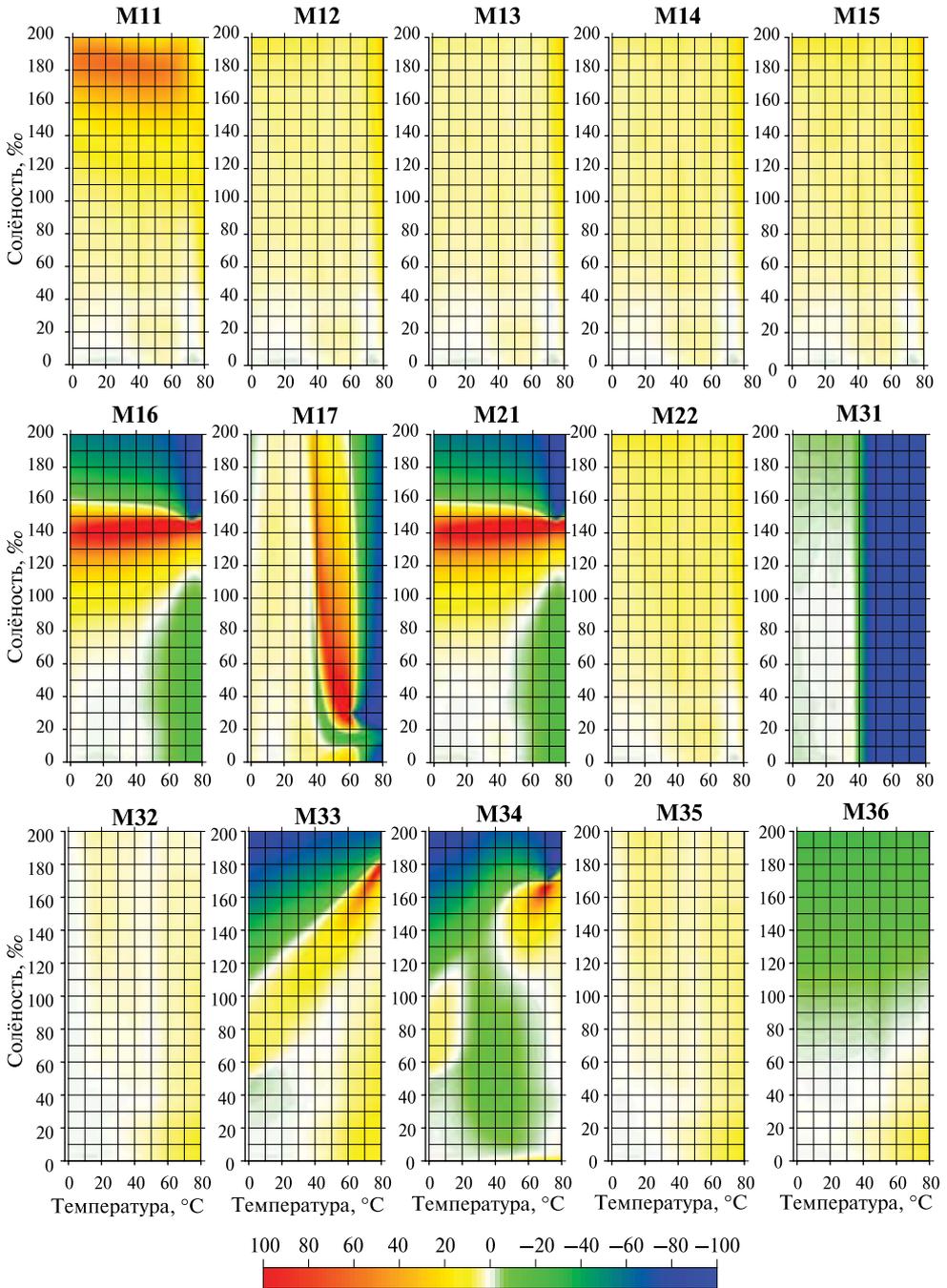
$$|\Delta T_{\text{я}}| \geq 100 \%$$



Р и с. 3.5. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{я}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям

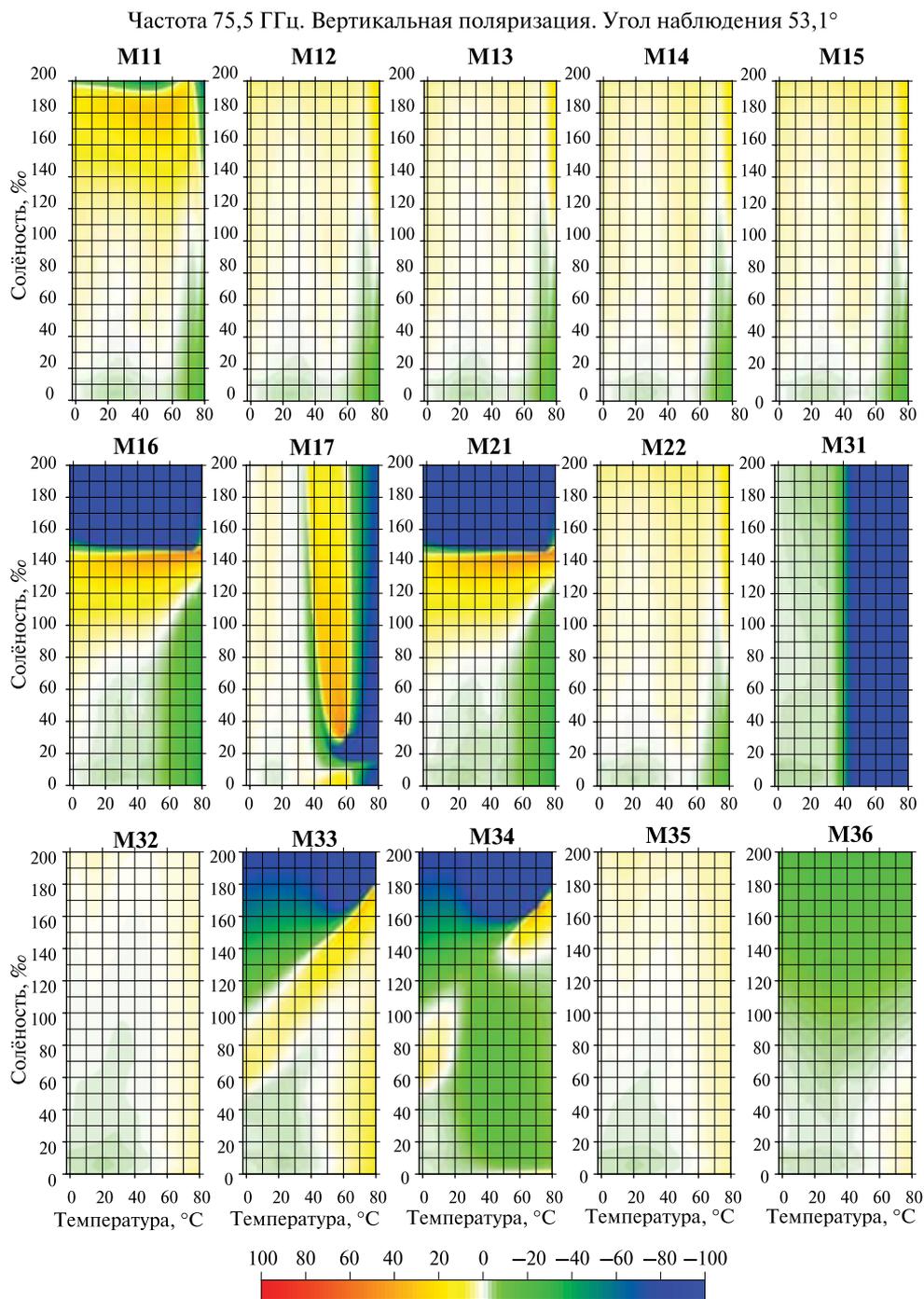
$$|\Delta T_{я}| \geq 100 \%$$

Частота 47,78 ГГц. Горизонтальная поляризация. Угол наблюдения 53,1°



Р и с. 3.6. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{я}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям

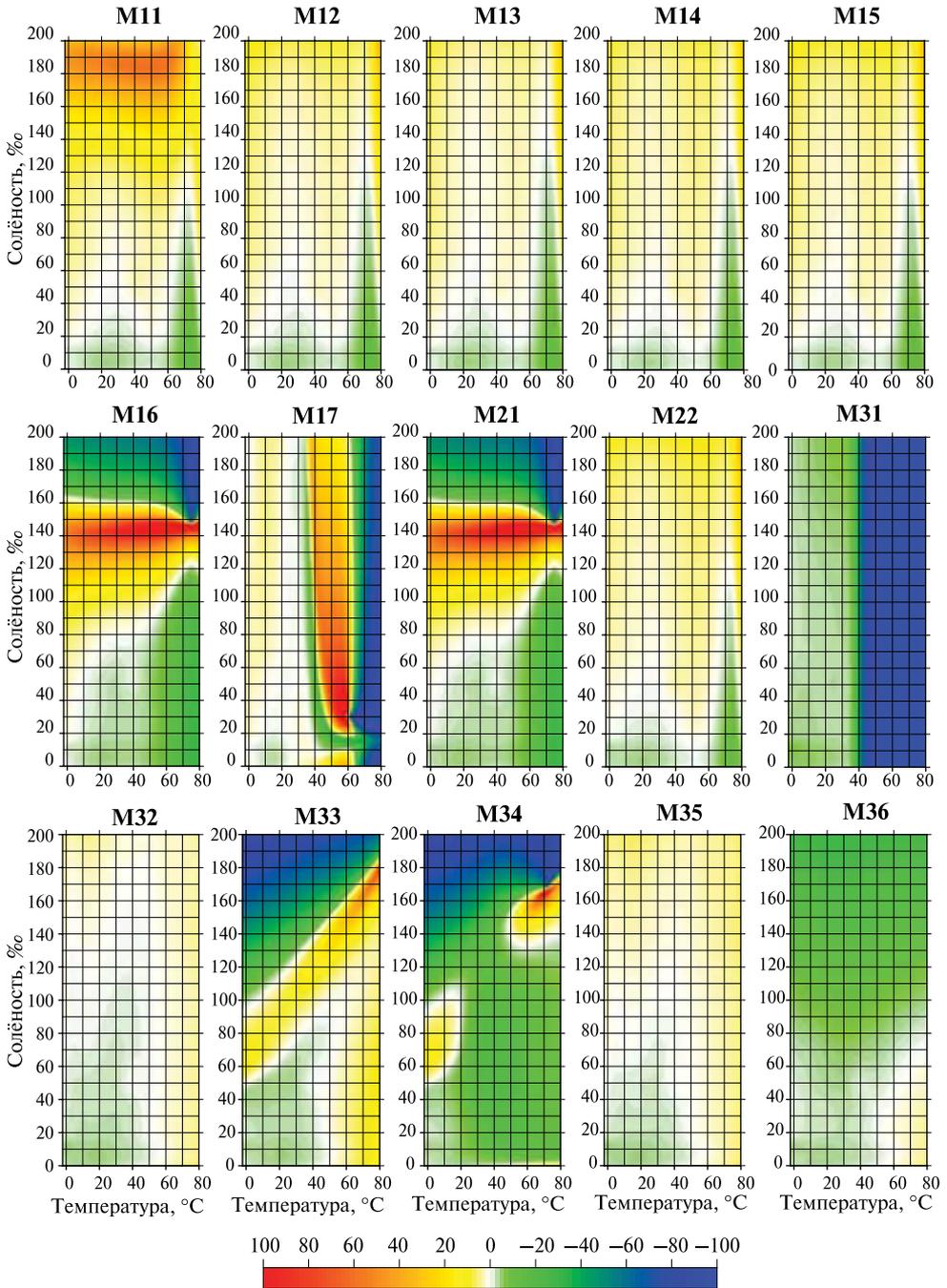
$$|\Delta T_{я}| \geq 100 \%$$



Р и с. 3.7. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{я}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям

$$|\Delta T_{я}| \geq 100 \%$$

Частота 75,5 ГГц. Горизонтальная поляризация. Угол наблюдения  $53,1^\circ$



Р и с. 3.8. Распределение величины расхождения  $\Delta T_{я}$  данных экспериментальных измерений и модельных расчётов. Красный и синий цвета соответствуют значениям

$$|\Delta T_{я}| \geq 100 \%$$

Первичный анализ представленных результатов позволяет сделать следующие замечания.

- Рассматриваемые модели могут быть условно разделены на следующие группы: модели, дающие равномерную точность оценок во всем рассматриваемом диапазоне температуры и солёности, и модели с ярко выраженными очертаниями границ перехода от малых значений оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  к большим. Естественно, области с высокими значениями  $\Delta T_{\text{я}}$  соответствуют таким сочетаниям температуры ( $T$ ) и солёности ( $S$ ), при которых экспериментально измеренные  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  значительно расходятся с предсказаниями анализируемой модели, что, в свою очередь, является индикатором выхода за границы её применения. К сожалению, большинство авторов моделей КДП в своих работах не указывают точных границ их применимости. В свою очередь, это создаёт иллюзию возможности использования модели КДП при работе с критически высокими значениями входных параметров. Это приводит к результату, наглядно продемонстрированному, например, на рис. 3.6 (модель М36, область в окрестности точки  $T=70\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $S=170\text{ }_{\text{‰}}$ ), когда даже небольшие вариации входных параметров модели КДП (речь идёт о температуре и солёности) приводят к получению модельных оценок радиояркостной температуры, отличающихся от имеющихся в действительности более чем в три раза. При этом ошибку нельзя спрогнозировать ни по абсолютной величине, ни по знаку. С этой точки зрения следует отметить работу [Ellison et al., 2003], в которой чётко определены как частотные пределы использования предложенной модели КДП, так и диапазоны возможных значений температуры и солёности раствора. Таким образом, появление в результатах оценки величины  $\Delta T_{\text{я}}$  области с сильно заниженными значениями (рис. 3.1–3.8, модель М31, для  $T > 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) было ожидаемым и не может интерпретироваться как ошибка предложенной модели КДП.
- Для семи из 15 моделей (вторая группа введённой классификации) отчётливо видны их границы применимости, выход за пределы которых сопровождается резким возрастанием величины оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$ . Наиболее наглядно сделанное замечание проявляется в поведении моделей М11, М16, М17, М21, М31 и пары М33, М34. Следует обратить внимание на то, что на представленных графиках красный цвет соответствует значениям  $\Delta T_{\text{я}} \geq 100\%$ , синий —  $\Delta T_{\text{я}} \leq -100\%$ . Это искусственное ограничение было введено для сохранения одинакового масштаба всех представленных изображений, хотя при определённых условиях регистрируемые значения  $|\Delta T_{\text{я}}|$  достигали уровня 300 и более процентов.
- Отмеченный факт (чёткие границы областей применимости моделей) свидетельствует о том, что заложенные в них (в моделях КДП) механизмы и явления, описывающие взаимодействия электромагнитного излучения с жидким диэлектриком, далеки от имеющих место в действительности.

- Выявление несоответствий предложенных авторами моделей аппроксимаций — не основная цель настоящей работы. При этом в полученных результатах достаточно очевидно прослеживаются следующие закономерности. В моделях M11, M16 и M21 основной причиной ошибочных предсказаний является недостаточно корректный выбор функций, учитывающих концентрацию солей в растворе электролита. За счёт этого величина  $\partial(\Delta T_{\text{я}})/\partial S$  значительно превышает соответствующие значения  $\partial(\Delta T_{\text{я}})/\partial T$  (естественно, в масштабе приведённых изображений). На рис. 3.1–3.8 этот эффект проявляется в горизонтальном (параллельном оси температуры) расположении границы области применимости модели. Значения функции  $\Delta T_{\text{я}}$  для моделей M17 и M31, напротив, проявляют инвариантность к изменению величины солёности  $S$  на фоне значительной зависимости от температуры  $T$ . Это, в свою очередь, свидетельствует об ошибочности используемых температурных функций.
- Важно, что областям с повышенными показателями  $\Delta T_{\text{я}}$  (практически для всех упомянутых ранее моделей) всегда предшествуют области с сильно отрицательными значениями  $\Delta T_{\text{я}}$ . На графиках — это переход от синего к красному цвету, разделённый белой полосой нулевых значений  $\Delta T_{\text{я}}$ . Таким образом, срез зависимости  $\Delta T_{\text{я}}(T, S)$  в направлении, перпендикулярном границе применимости модели, практически всегда имеет вид осциллирующей функции с возрастающей амплитудой. Это, по всей видимости, свидетельствует о необходимости изменения как степени использованных полиномов в аппроксимирующих функциях, так и значений соответствующих коэффициентов.
- Следствием сделанных выше замечаний является заключение о катастрофической ситуации в области изучения диэлектрических свойств сильноминерализованных электролитов. Развитие данного направления, помимо теоретического изучения физико-химических особенностей поведения электролита при повышенных концентрациях солей (как, например, предположение о смене знака сольватации, высказанное в препринте [Шарков, 1983]), невозможно без проведения соответствующих систематических лабораторных исследований.
- В условиях крайней нехватки последних (данных высокоточных измерений КДП) появление моделей первой группы — модели M12–M15, M22, M32 и M35 (напомним, что все они, по сути, являются модификациями модели, предложенной в статье [Lane, Saxton, 1952]), — для которых значение оценочного параметра не превышает уровня в 5% для всего набора проанализированных значений температуры, солёности и частоты, является, по сути, результатом, хоть и верного, но случайного выбора соответствующих аппроксимационных соотношений.
- Низкие значения оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  во всем рассматриваемом диапазоне температуры и солёности, в совокупности с инвариантностью (в определённых пределах) этих значений к изменению частоты, свидетельствуют о своего рода универсальности модели

и возможности ее использования при решении широкого спектра обратных задач дистанционного зондирования. Вполне допустимо, что точность их решения окажется не слишком высокой, однако существует гарантия защиты от заведомо ложных и физически необоснованных результатов. Вышесказанное можно отнести к моделям M12–M15, M22, а также к моделям M32 и M35. В меньшей степени к этой группе относится модель M36 с её достаточно равномерным распределением, к сожалению, завышенных значений  $\Delta T_{\text{я}}$ . В качестве примера в табл. 3.1 приведена информация о некоторых параметрах полученных полей значений  $\Delta T_{\text{я}}$  для модели M32.

Таблица 3.1

*Сводные данные по полученным полям распределения  $\Delta T_{\text{я}}$  для модели M32*

Значения $\Delta T_{\text{я}}$	Частота, ГГц, В/Г			
	9,5	35,5	47,78	75,5
$\Delta T_{\text{я min}}, \%$	–1,639 / –1,950	–3,902 / –5,381	–0,687 / –1,136	–2,789 / –4,620
$\Delta T_{\text{я}}, \%$	1,386 / 1,835	–1,488 / –2,056	1,450 / 2,043	0,318 / 0,517
$\Delta T_{\text{я max}}, \%$	11,537 / 15,872	0,991 / 1,858	7,624 / 10,483	5,238 / 7,492

- Результаты расчётов, выполненных по моделям M11–M15, практически полностью повторяют друг друга. Полученный результат кажется логичным, поскольку все они построены на базе [Stogrin, 1971] и отличаются незначительными изменениями записей для параметров  $\tau$ ,  $\epsilon_{\infty}$ ,  $\epsilon_S$ ,  $N$ . Так, например, в модели M13 введена поправка, учитывающая наличие в морской воде соединений, присутствующих в ней помимо NaCl. В отличие от модели M11, где значение  $\epsilon_{\infty}$  является константой, в модели M14 введена температурная зависимость вида:  $\epsilon_{\infty} = 5,0 + 0,04T$ , а в модели M15 эта зависимость имеет вид  $\epsilon_{\infty} = 5,0 + 0,02T$ . Введение функциональной зависимости от температуры позволило авторам (как это будет продемонстрировано ниже) повысить среднюю точность предсказаний модели на частотах 35,5 и 75,5 ГГц, однако оказалось нецелесообразным для частот 9,5 и 47,78 ГГц.
- Как видно из представленных результатов сравнения, модель M22 базируется на тех же аппроксимационных зависимостях, что и модель M11. Этот факт проявляется в расположении и характерных очертаниях зон с малыми значениями  $\Delta T_{\text{я}}$  для обеих моделей. При этом важным преимуществом модели M22 по сравнению с M11 является расширение области применимости модели вплоть до верхних границ анализируемых интервалов температуры и солёности раствора (на рис. 3.1–3.8 — исчезновение зон, окрашенных красным и синим цветом для высоких значений солёности). Следует особо отметить, что указанные изменения наблюдаются на фоне сохранения низких (менее 5 %) значений оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  в области  $S < 140 \%$ .

- Значительный интерес как с точки зрения проводимого анализа, так и с позиции построения новых моделей КДП в будущем представляют результаты сравнения данных экспериментальных измерений и модельных расчётов, представленные на рис. 3.5–3.6. Речь идёт об узкой полосе нулевых значений параметра  $\Delta T_{\text{я}}$ , полученных для модели М32, в диапазоне температуры  $0...10^\circ\text{C}$  и всем (!) диапазоне рассматриваемых значений солёности. По всей видимости, выбранные в данной модели тип и форму аналитических соотношений (связывающих солёность раствора NaCl со значениями его КДП) следует признать оптимальными, а построение уточнённых моделей осуществлять путём их (соотношений) корректного распространения в другие температурные и частотные области.
- Изменение частоты электромагнитного излучения не оказывает принципиального влияния на характер распределения областей температуры и солёности с высокими показателями  $\Delta T_{\text{я}}$ .
- Аналогичное замечание может быть сделано относительно изменения плоскости поляризации излучения, что обусловлено независимостью величины  $\dot{\epsilon}$  от этого параметра. Незначительное изменение абсолютных значений  $\Delta T_{\text{я}}$  в ходе этой операции объясняется различием соответствующих соотношений (3.3).
- Однако, говоря об областях с малыми уровнями оценочного параметра ( $|\Delta T_{\text{я}}| \leq 5\%$ ), вариации частоты излучения приводят к их заметным смещениям в поле рассматриваемой температуры и значений солёности раствора. С точки зрения проводимого анализа расположение именно этих областей представляет первостепенный интерес, поскольку минимальность величины оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  выступает в качестве индикатора пригодности модели для решения задач дистанционного зондирования акваторий. В качестве примера можно рассмотреть поведение зон  $|\Delta T_{\text{я}}| \leq 5\%$  для модели М32. На частоте 9,5 ГГц наблюдаются две ярко выраженные области значений  $|\Delta T_{\text{я}}| \leq 2\%$  — при  $T \in (0; 80)$ ,  $S \in (0; 80)$  и  $T \in (10; 80)$ ,  $S \in (130; 180)$ . Изменение частоты до 35,5 ГГц приводит к их объединению в одну, небольшую, зону, соответствующую области невысоких температур  $T \in (0; 30)$  и экстремально высоких значений солёности  $S \in (150; 200)$ . На частоте 47,78 ГГц область  $\Delta T_{\text{я}} \leq 2\%$  охватывает весь диапазон температуры и солёности, за исключением  $T > 60$ ,  $S < 30$ . Переход к последней из рассматриваемых частот (75,5 ГГц) сопровождается исчезновением области переоцененных значений для  $T > 60$ ,  $S < 30$  и появлением небольшой области недооценки для  $T < 40$ ,  $S < 20$ .
- Подобный характер изменения расположения зон с малыми значениями оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  характерен для всех рассмотренных моделей. Если исходить из положения об абсолютной точности данных описанного в разд. 2 эксперимента, подобные трансформации областей с  $\Delta T_{\text{я}} \leq 2\%$  можно объяснить двумя причинами — видом и формой использованных в моделях аналитических соотношений

или особенностями (наличием или отсутствием данных измерений на указанных частотах для акваторий с соответствующими показателями  $T$  и  $S$ ) задействованного при разработке моделей экспериментального материала.

- С точки зрения равномерности распределения функции  $\Delta T_{\text{я}}$  и минимальности её значений во всем диапазоне рассматриваемых  $T$  и  $S$  следует выделить модели М22, М32 и М35.
- В заключение следует отметить факт, что в диапазоне  $T \in (0; 30)$ ,  $S \in (0; 30)$ , вне зависимости от частоты, все модели демонстрируют неплохую сходимость с данными лабораторных измерений. Это свидетельствует о потенциальной возможности использования любой из них при обработке данных дистанционного зондирования океана.

#### 3.4. Анализ результатов для фиксированных диапазонов температуры и значений солёности жидкого диэлектрика

Для дальнейшего анализа был проведён расчёт усреднённых значений функции  $\Delta T_{\text{я}}$  для двух фиксированных областей:  $10 < T < 25$  °С,  $16 < S < 18$  ‰ и  $0 < T < 35$  °С,  $0 < S < 35$  ‰. Следует отметить, что первый из этих диапазонов охватывает значения температуры и солёности, преобладающие для акватории Чёрного моря (в летне-осенний период), где располагаются основные полигоны проведения подспутниковых экспериментов, реализуемых в ИКИ РАН. Ко второму диапазону можно отнести практически всю поверхность Мирового океана.

Результаты расчёта усреднённого оценочного параметра  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$  для всех рассматриваемых моделей на четырёх частотах представлены на рис. 3.9.

Помимо этого, для указанных диапазонов  $T$  и  $S$  был выполнен расчёт величины  $\Delta T_{\text{я}}$  в размерности радиояростной температуры — К (рис. 3.10), а также осуществлена оценка средних показателей относительного расхождения измеренных и модельных значений параметров  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  (рис. 3.11).

Как видно из представленных результатов, значения оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  меняются в пределах  $-6...+2$  % в зависимости от частоты излучения, выбранной поляризации, а также типа модели диэлектрической проницаемости и пределов усреднения по  $T$  и  $S$ .

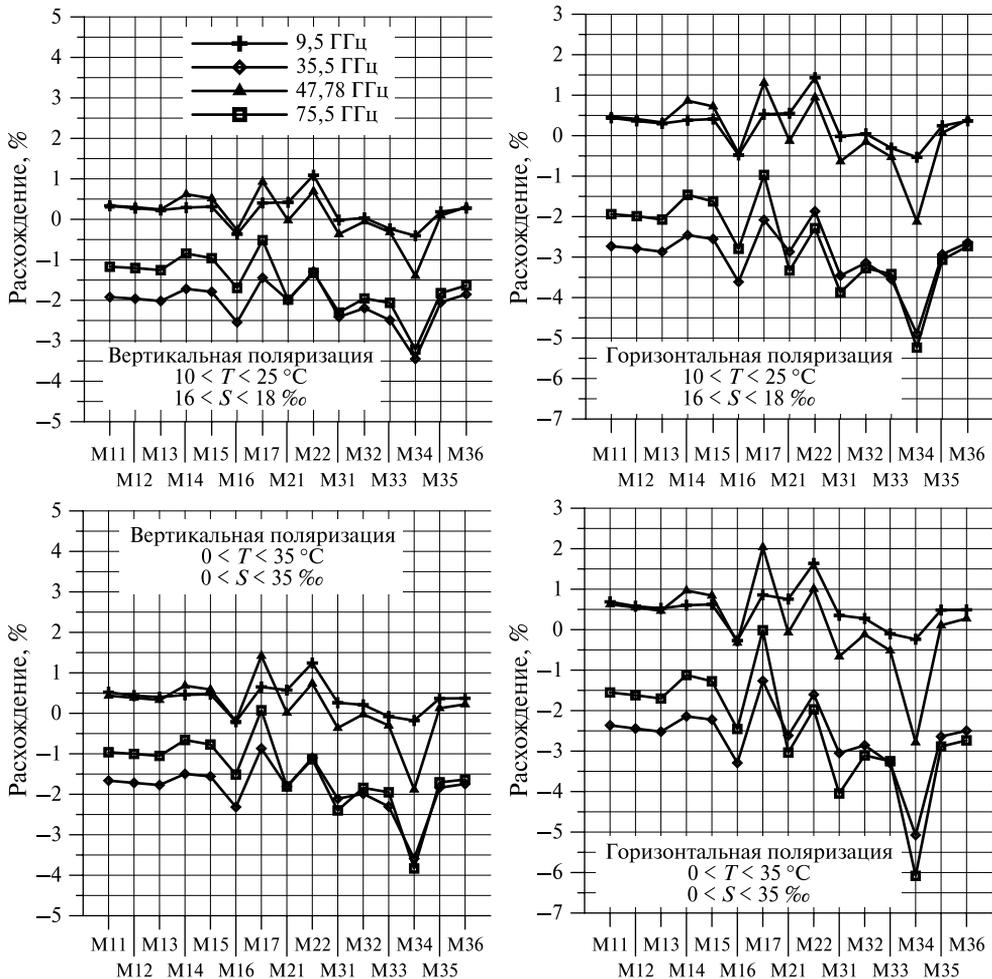
Отличительной особенностью полученных результатов является малость расчётных значений  $\Delta T_{\text{я}}$  ( $-0,5...+1,5$  %) для всех анализируемых моделей (за исключением М34) на частотах 9,5 и 47,78 ГГц с последующим их увеличением (значений  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$ ) на частотах 35,5 и 75,5 ГГц ( $-4,0...+1,0$  %). Несмотря на это в терминах радиояростной температуры (см. рис. 3.10) это может привести к увеличению ошибок модельных расчётов на 11 К (максимальное значение  $\Delta T_{\text{я}}$  (+3,0 К) зафиксировано для модели М17 на частоте 47,78 ГГц, вертикальная поляризация; минимальное ( $-8,5$  К) — для модели М34 на частоте 75,5 ГГц, вертикальная поляризация).

Вполне очевидно, что для большинства радиометрических задач ошибка определения яростной температуры в  $0,1...0,5$  К находится в пределах погрешности измерений (несмотря на показатели точности самих радиометри-

ческих приёмников), однако в представленных результатах эта величина пре-  
вышена более чем в 10 раз.

Главным следствием такого поведения кривых  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$  является невозмож-  
ность однозначного выделения оптимальной модели (из проанализирован-  
ных) диэлектрической проницаемости водной среды, дающей одинаково удов-  
летворительные оценки величины  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$  для всех вошедших в анализ частот.

Кроме того, изменение пределов усреднения параметра оценки  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$   
хотя и незначительно, но изменяет соотношение показателей точности раз-  
личных моделей. Так, например, на частоте  $9,5 \text{ ГГц}$  в диапазоне  
 $10 < T < 25 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $16 < S < 18 \text{ ‰}$  наименьшие значения  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$  соответ-  
ствуют моде-  
ли М31, а расширение пределов усреднения по температуре и солёности при-  
водит к тому, что минимальное из зарегистрированных  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$  соответствует  
модели М33.



Р и с. 3.9. Расчётные значения усреднённого оценочного параметра  $\overline{\Delta T_{\text{я}}}$  (в %). Пояс-  
нения даны в тексте

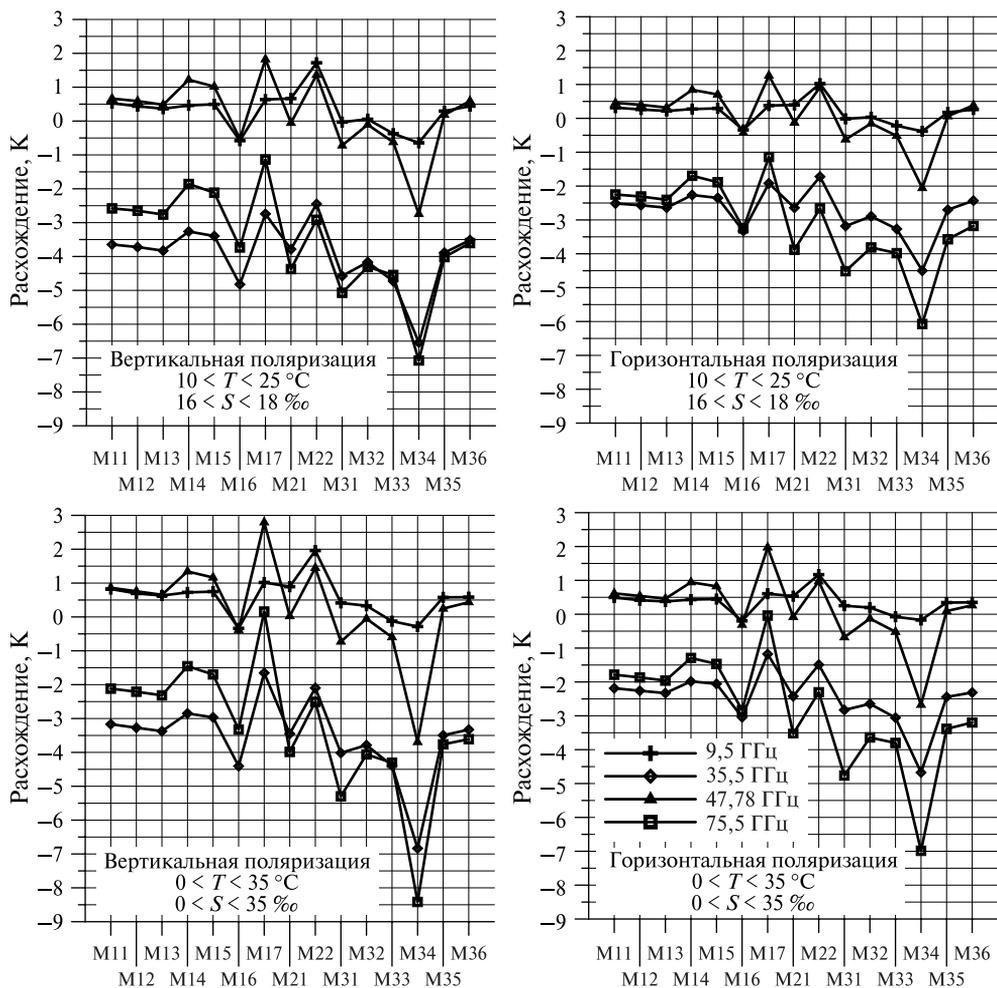


Рис. 3.10. Расчётные значения усреднённого оценочного параметра  $\Delta T_{я}$  (в К). Пояснения даны в тексте

Неожиданным оказалось поведение усреднённого параметра оценки для модели M22. Напомним, что визуальная оценка полей распределения  $\Delta T_{я}$  позволила выделить эту модель (совместно с моделями M32 и M35) как демонстрирующую наибольшую сходимость с данными лабораторных измерений во всем диапазоне анализируемой температуры и значений солёности. Данное утверждение оставалось актуальным для всех анализируемых частот. Однако переход к значениям  $\Delta T_{я}$ , усреднённым в диапазоне  $10 < T < 25$  °C,  $16 < S < 18$  ‰, показал, что выбор данной модели для последующего анализа данных радиополяриметрических наблюдений актуален только для частот, близких к 35,5 ГГц. На других частотах модель M22 показала не лучший (по параметру оценки  $\Delta T_{я}$ ) результат.

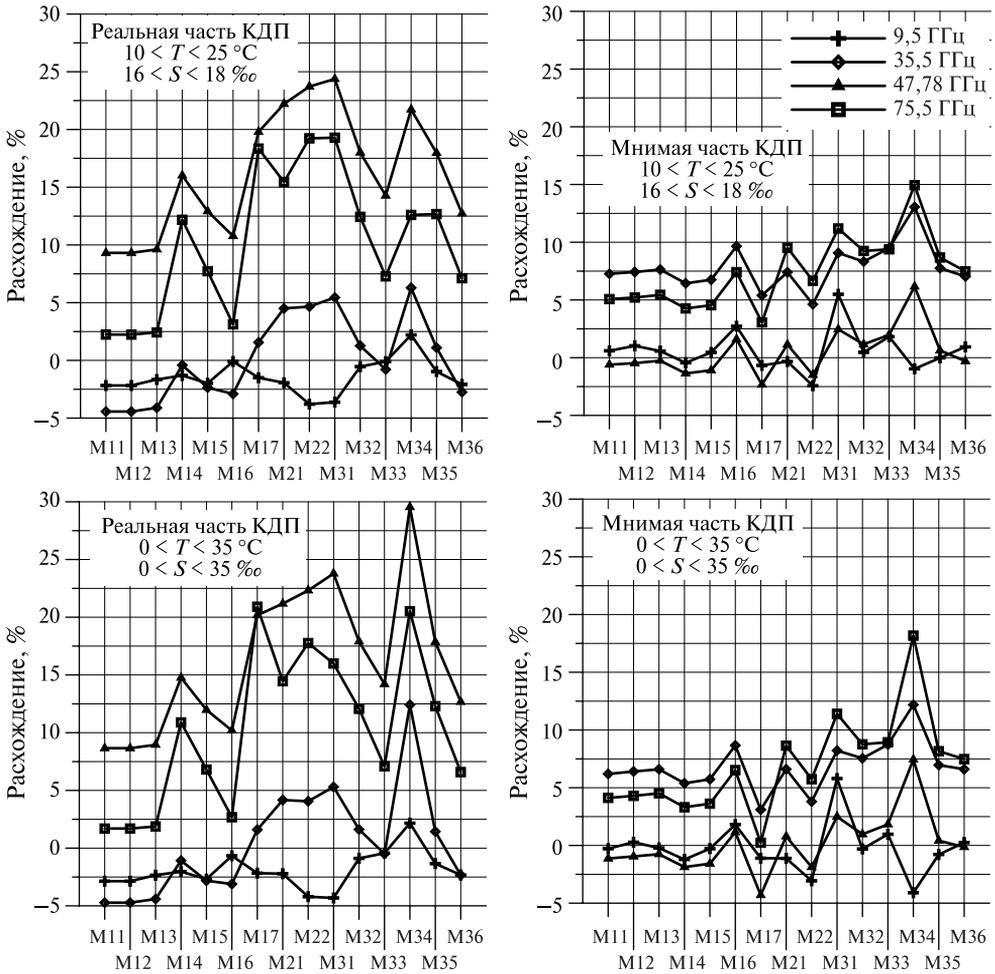


Рис. 3.11. Величина относительного расхождения измеренных и модельных значений параметров  $\epsilon'$  (слева) и  $\epsilon''$  (справа) для двух анализируемых областей:  $10 < T < 25 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $16 < S < 18 \text{ }^\circ\text{‰}$  (сверху) и  $0 < T < 35 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $0 < S < 35 \text{ }^\circ\text{‰}$  (снизу)

Несмотря на то, что для некоторых условий сравнения (например, модель M32 на частоте 47,78 ГГц) значения оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  (как в процентном, так и абсолютном выражении) достигают своих минимальных значений, представленные на рис. 3.11 зависимости наглядно демонстрируют ошибочность использованных аналитических соотношений для определения величины  $\epsilon'$ . Для указанных условий отличия расчётных и экспериментально измеренных значений  $\epsilon'$  достигают 18,0%. Такая неоднозначность результатов сравнения ставит под сомнение принципиальную возможность разработки высокоточной модели диэлектрической проницаемости морской воды на основе анализа данных экспериментальных радиополяриметрических измерений.

Подобного рода сомнения подтверждает и следующий факт. Совместный анализ результатов усреднения параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  (см. рис. 3.9 и 3.10) и величины относительного расхождения модельных и экспериментальных значений  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  (см. рис. 3.11) наглядно демонстрирует, что поведение кривых оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  практически полностью (с учётом зеркального отражения) повторяет ход соответствующей функции для  $\varepsilon''$  на фоне отсутствия подобного эффекта для кривых  $\varepsilon'$ .

Последнее замечание ставит под сомнение метод получения параметров модели, предложенный в статье [Meissner, Wentz, 2012]. Напомним, что в данной работе поиск соответствующих коэффициентов (см. разд. 1 настоящей работы) осуществлялся путём минимизации функции:

$$Q^2 = \sum_i w_i^1 \left[ \text{Re}(\dot{\varepsilon}_{im} - \dot{\varepsilon}_{if}) \right]^2 + w_i^2 \left[ \text{Im}(\dot{\varepsilon}_{im} - \dot{\varepsilon}_{if}) \right]^2, \quad (3.5)$$

где  $\dot{\varepsilon}_{im}$  — значения КДП, наилучшим образом объясняющие результаты дистанционных радиополяриметрических наблюдений;  $\dot{\varepsilon}_{if}$  — значения КДП, рассчитанные по предложенной авторами аппроксимации;  $w_i^1$  и  $w_i^2$  — соответствующие веса.

Важно, что авторы указанной работы исходили из условия равенства весов  $w_i^1 = w_i^2 = 1$ . Однако, как это было показано выше, величины  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  оказывают различную степень влияния на интенсивность собственного радиотеплового излучения в микроволновом диапазоне. Это означает, что и веса, соответствующие  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$ , должны отличаться.

В дополнение к указанному замечанию необходимо отметить следующее. Учитывая тот факт, что интенсивность собственного излучения гладкой водной поверхности является функцией вертикального угла наблюдения, был произведён расчёт параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  (с сохранением пределов усреднения

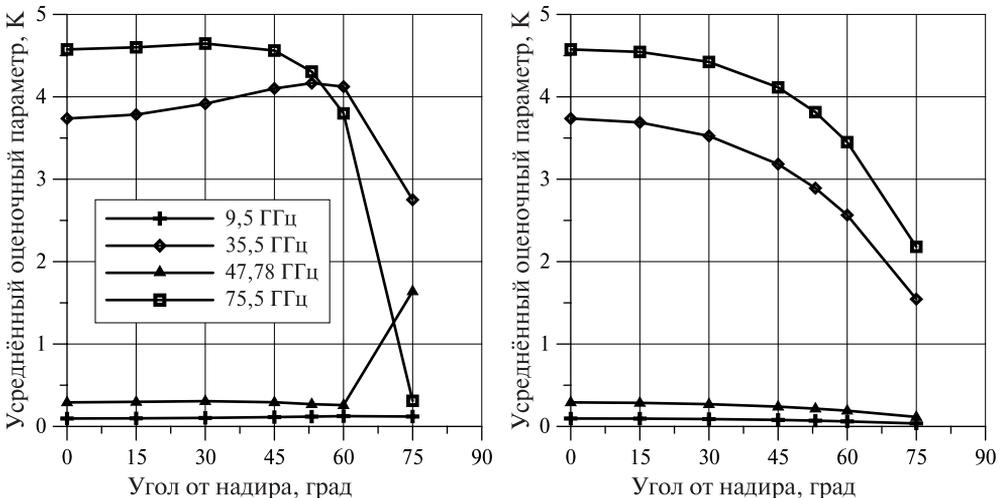


Рис. 3.12. Угловая зависимость усреднённого оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$ . Случай вертикальной (слева) и горизонтальной (справа) поляризаций

$10 < T < 25$  °С,  $16 < S < 18$  ‰) для углов в диапазоне  $0...75^\circ$  от надира. В качестве примера на рис. 3.12 представлена угловая зависимость параметра  $\Delta T_{\text{я}}$ , рассчитанного моделью М32 для всех анализируемых частот.

С точки зрения задач настоящей работы, наличие угловой и поляризационной зависимости интенсивности излучения водной среды служит очередным доказательством критичности выбора адекватной модели КДП для правильной интерпретации данных радиополяриметрических измерений. Как показано на рис. 3.12, ошибка вычисления КДП служит причиной не только изменения среднего уровня излучения (при определении, например, яркостного контраста в присутствии волнения), но и изменяет характер угломестных зависимостей.

Параллельно с этим, возвращаясь к вопросу о выборе значений весовых коэффициентов в уравнении (3.5), следует отметить необходимость их корректировки при совместном анализе радиометрических данных, соответствующих различным вертикальным углам наблюдения. В первом приближении, выбор значений этих коэффициентов должен повторять характер зависимостей, представленных на рис. 3.12.

### 3.5. Общие рекомендации по выбору модели комплексной диэлектрической проницаемости для решения задач микроволнового зондирования морской поверхности

С точки зрения выбора модели диэлектрической проницаемости, наилучшим образом подходящей для обработки данных радиополяриметрических измерений морской поверхности, результаты проведенного исследования позволяют дать следующие рекомендации:

- в случае, когда предполагаемые значения температуры и солёности исследуемых акваторий находятся в пределах  $10 < T < 25$  °С,  $16 < S < 18$  ‰, целесообразно использовать представленные в табл. 3.2 сочетания «частота излучения – модель КДП» (табл. 3.2).

Таблица 3.2

Частота, ГГц	Условное обозначение модели*	Ожидаемое значение ошибки			
		%/К**		%	
		вертикальная поляризация	горизонтальная поляризация	$\epsilon'$	$\epsilon''$
9,5	М31	-0,019 / -0,032	-0,017 / -0,013	-3,623	5,489
	<b>М32</b>	<b>0,034 / 0,055</b>	<b>0,045 / 0,033</b>	<b>-0,540</b>	<b>0,466</b>
35,5	М17	-1,440 / -2,741	-2,080 / -1,920	1,555	5,394
	<b>М22</b>	<b>-1,290 / -2,448</b>	<b>-1,868 / -1,721</b>	<b>4,653</b>	<b>4,622</b>
47,78	М21	-0,026 / -0,054	-0,126 / -0,127	22,210	1,138
	<b>М32</b>	<b>-0,052 / -0,105</b>	<b>-0,150 / -0,150</b>	<b>18,006</b>	<b>1,160</b>
	М35	0,093 / 0,182	0,066 / 0,061	17,970	0,629
75,5	М14	-0,844 / -1,858	-1,460 / -1,695	12,181	4,2636
	<b>М17</b>	<b>-0,514 / -1,135</b>	<b>-0,970 / -1,139</b>	<b>18,344</b>	<b>3,049</b>

\* Для каждой частоты в табл. 3.2 приведены несколько моделей, продемонстрировавшие наименьшие значения параметра оценки  $\Delta T_{\text{я}}$ . Подобная неоднозначность обусловлена тем, что близость рассчитанных  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  к результатам лабораторных измерений оказывается у некоторых моделей выше при практически идентичных значениях  $\Delta T_{\text{я}}$ . С точки зрения предложенного механизма отбора моделей этот параметр является субъективным. Поэтому авторы настоящей работы считают необходимым оставить окончательный выбор модели КДП за читателем, а своё мнение представить здесь и далее выделением соответствующей модели и данных полужирным начертанием.

\*\* Расчёт параметра оценки  $\Delta T_{\text{я}}$  выполнен для гладкой поверхности жидкого электролита и вертикального угла наблюдения  $53,1^\circ$  от надира. Данные усреднены в указанном диапазоне температуры и солёности.

- в случае расширения пределов вариаций  $T$  и  $S$  до  $0 < T < 35^\circ\text{C}$ ,  $0 < S < 35\%$  необходимо: на частоте 9,5 ГГц заменить модель M32 моделью M33; на частоте 35,5 ГГц выполнить переход от модели M22 к M17; на частоте 47,78 ГГц отказаться от использования модели M32 в пользу M21 (табл. 3.3).

Таблица 3.3

Частота, ГГц	Условное обозначение модели	Ожидаемое значение ошибки			
		% / К		%	
		вертикальная поляризация	горизонтальная поляризация	$\varepsilon'$	$\varepsilon''$
9,5	M32	0,210 / 0,329	0,277 / 0,196	-0,889	-0,306
	<b>M33</b>	<b>-0,078 / -0,126</b>	<b>-0,101 / -0,073</b>	<b>-0,437</b>	<b>0,968</b>
	M34	-0,178 / -0,283	-0,236 / -0,170	2,160	-4,096
35,5	<b>M17</b>	<b>-0,868 / -1,653</b>	<b>-1,265 / -1,176</b>	<b>1,599</b>	<b>3,097</b>
	M22	-1,100 / -2,097	-1,603 / -1,490	4,061	3,795
47,78	<b>M21</b>	<b>0,014 / 0,022</b>	<b>-0,070 / -0,080</b>	<b>21,174</b>	<b>0,781</b>
	M32	-0,023 / -0,052	-0,118 / -0,128	17,902	0,966
	M35	0,127 / 0,245	0,107 / 0,093	17,852	0,411
75,5	M14	-0,659 / -1,454	-1,120 / -1,292	10,890	3,308
	M15	-0,770 / -1,697	-1,274 / -1,467	6,807	3,618
	<b>M17</b>	<b>0,075 / 0,157</b>	<b>-0,012 / -0,039</b>	<b>20,903</b>	<b>0,232</b>

### 3.6. Выбор модели комплексной диэлектрической проницаемости для обработки данных измерений на частоте 35,5 ГГц

Особый интерес авторов настоящей работы к поведению анализируемых моделей КДП на частоте 35,5 ГГц обусловлен тем, что к настоящему моменту ими накоплен уникальный банк данных измерений интенсивности собственного радиотеплового излучения взволнованной водной поверхности

(см., например, [Pospelov et al., 2009]). При этом ключевым элементом измерительных комплексов, традиционно, являются высокоточные радиометры-поляриметры именно этого частотного диапазона.

В диапазоне температуры  $0 < T < 35$  °С и значений солёности  $0 < S < 35$  ‰ наименьшее расхождение с данными экспериментальных исследований на выделенной частоте зафиксировано для моделей М17 ( $-0,86$  % на вертикальной поляризации и  $-1,26$  % на горизонтальной) и М22 ( $-1,10$  % на вертикальной поляризации и  $-1,60$  % на горизонтальной). Для модели М17, в терминах радиояркостной температуры, полученные значения составляют:  $-1,65$  К на вертикальной поляризации и  $-1,17$  К на горизонтальной. Аналогичные значения для модели М22:  $-2,09$  и  $-1,49$  К. Дальнейшее сужение границ температуры жидкого диэлектрика и концентрации примесей в нём ( $10 < T < 25$  °С,  $16 < S < 18$  ‰) сохраняет первенство указанных моделей КДП среди других (по оценочному параметру  $\Delta T_{я}$ ), однако приводит к получению иных расчётных значений. Для модели М17: на вертикальной поляризации  $\Delta T_{я} = -1,44$  % ( $-2,74$  К), на горизонтальной поляризации  $\Delta T_{я} = -2,08$  % ( $-1,92$  К). Соответствующие значения для модели М22 составляют  $-1,29$  % ( $-2,44$  К) и  $-1,86$  % ( $-1,72$  К).

К сожалению, приведённые значения (а они являются наиболее низкими для всех проанализированных моделей на частоте 35,5 ГГц) значительно превышают показатели чувствительности современных радиометрических приёмников [Pospelov et al., 2009]. Это служит ещё одним убедительным свидетельством необходимости разработки новых моделей КДП.

Ситуация ухудшается при рассмотрении не самого оценочного параметра  $\Delta T_{я}$ , а непосредственно величины расхождения модельных и экспериментально измеренных значений действительной и мнимой частей КДП. Для модели М22 в диапазоне температуры  $10 < T < 25$  °С и значений солёности  $16 < S < 18$  ‰ эти значения составляют  $4,65$  и  $4,62$  % для  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ , соответственно. Важно, что, несмотря на низкие значения оценочного параметра  $\Delta T_{я}$ , эти показатели не являются лучшими среди анализируемых моделей. Так, например, анализируя расхождения экспериментально измеренных и модельных значений  $\epsilon'$ , можно выделить модели М14 ( $-0,42$  %) и М33 ( $-0,78$  %). Однако соответствующие значения для  $\epsilon''$  составляют при этом  $6,43$  % (М14) и  $9,48$  % (М33). Таким образом, следует ещё раз обратить внимание на то, что вариации действительной части КДП оказывают меньшее влияние на изменение интенсивности собственного излучения водного раствора NaCl по сравнению с вариациями  $\epsilon''$ , что ставит под сомнение принципиальную возможность разработки универсальной модели КДП водной среды (актуальной не только для задач радиолокации) на основе обработки данных дистанционного зондирования в микроволновом диапазоне.

Несмотря на указанные проблемы, в настоящее время для решения практических задач дистанционного зондирования акваторий, как показали результаты сравнения, на частоте 35,5 ГГц следует рекомендовать к использованию модель М17 при условии  $0 < T < 35$  °С,  $0 < S < 35$  ‰ и модель М22 в ситуациях, когда априорно известно, что температура водной среды лежит в диапазоне  $10 < T < 25$  °С, а концентрация солей в ней не выходит за пределы  $16 < S < 18$  ‰.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе анализа данных высокоточных экспериментальных измерений величины КДП водного раствора NaCl и результатов расчётов, выполненных в соответствии с известными эмпирическими моделями, были сделаны следующие выводы.

1. Можно констатировать, что к настоящему моменту в литературе не предложено аналитической модели КДП, обеспечивающей необходимую для современных задач дистанционного зондирования акваторий точность предсказания величины комплексной диэлектрической проницаемости в широком диапазоне частот, а также температуры и значений солёности жидкого диэлектрика.
2. Существенные расхождения модельных и экспериментальных оценок величины КДП в области высоких значений температуры и солёности электролита наглядно демонстрируют острую нехватку данных систематических лабораторных измерений величины КДП водной среды с повышенным содержанием солей.
3. Из всех вошедших в анализ моделей КДП жидкого электролита выделена группа, позволяющая проводить практические электродинамические расчёты с сохранением невысокого, но равномерного уровня точности на частотах 9,5; 35,5; 47,78 и 75,5 ГГц во всем (рассмотренном) диапазоне температуры ( $-2,15...+79,85$  °C) и значений солёности (0...200 ‰). Аналитические соотношения, используемые в моделях этой группы, рекомендуется использовать в качестве основы при разработке новых моделей КДП.
4. Для оставшихся моделей (к которым не относится предыдущее замечание) сделаны общие замечания, касающиеся возможных причин неадекватности их предсказаний.
5. На частотах 9,5 и 47,78 ГГц практически все проанализированные модели показали удовлетворительную сходимость с результатами экспериментальных исследований при условии существенного ограничения диапазона рассматриваемой температуры и значений солёности раствора ( $10 < T < 25$  °C,  $16 < S < 18$  ‰). Показано, что использование лучших из них при обработке данных радиополяриметрических измерений приведёт к возникновению методической ошибки, в терминах яркостной температуры не превышающей 0,1 К (например, модель M21 на частоте 47,78 ГГц).
6. Результаты расчёта оценочного параметра  $\Delta T_{\text{я}}$  на частотах 35,5 и 75,5 ГГц оказались хуже. На частоте 35,5 ГГц наименьшее из зафиксированных значений  $\Delta T_{\text{я}}$  соответствует модели M22:  $-2,5$  К. Аналогичное значение на частоте 75,5 ГГц для модели M17 составило  $-1,14$  К.
7. Указанные уровни ошибок являются приближенными, поскольку, как это было продемонстрировано в работе, их величина представляет собой функцию вертикального угла наблюдения и будет меняться в зависимости от условий конкретного эксперимента.

8. С точки зрения развития общей теории релаксационных потерь в жидком диэлектрике ситуация оказывается ещё более сложной, так как зарегистрированные расхождения модельных и экспериментальных значений КДП лежат в диапазоне 5...30 %.
9. Продемонстрированная в работе слабая чувствительность интенсивности собственного излучения водной среды к изменению действительной части КДП ставит под сомнение саму принципиальную возможность использования данных радиополяриметрических измерений для построения точных эмпирических моделей КДП.
10. На основе полученных результатов для решения практических задач дистанционного зондирования акваторий (когда предполагаемые температуры и значения солёности находятся в пределах  $10 < T < 25$  °С,  $16 < S < 18$  ‰) в микроволновом диапазоне можно рекомендовать следующее сочетание «частота излучения — модель КДП»: 9,5 и 47,78 ГГц — модель М32; 35,5 ГГц — модель М22; 75,5 ГГц — модель М17.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [Айген, Мейер, 1977] *Айген М., Мейер Л.* Теоретическая основа релаксационной спектроскопии // Методы исследования быстрых реакций. М.: Мир, 1977. С. 79–172.
- [Александров, 2002] *Александров Д. В.* Верификация СВЧ-моделей диэлектрической проницаемости воды по данным угловых измерений собственного радиоизлучения в миллиметровом диапазоне длин волн: Препринт. М.: ИКИ РАН, 2002. Пр-2066. 36 с.
- [Ашеко и др., 1989] *Ашеко А. А., Мороз В. И., Шарков Е. А.* Диэлектрические и радиотепловые свойства электролитных систем на частоте 9,5 ГГц: Препринт. М.: ИКИ АН СССР, 1989. Пр-1578. 41 с.
- [Ашеко и др., 2000] *Ашеко А. А., Гордиенко В. Г., Стрельцина А. К., Шарков Е. А.* Диэлектрические свойства водных электролитных систем. II. Частота 35,5 ГГц // Вестн. ХНУ. Сер. физическая «Ядра, частицы, поля». 2000. № 496. Вып. 4(12). С. 58–62.
- [Гаврильяк, Негами, 1968] *Гаврильяк С., Негами С.* Анализ  $\alpha$ -дисперсии в некоторых полимерных системах методами комплексных переменных // Переходы и релаксационные явления в полимерах / Под ред. Р. Бойера. М.: Мир, 1968. С. 118–137.
- [Дебай, 1987] *Дебай П.* Избранные труды. Статьи 1909–1965 / Под ред. И. Е. Дзялошинского; Сост. и пер. В. Л. Гуревич. Л.: Наука, 1987. Сер. «Классики науки».
- [Ермаков и др., 1975] *Ермаков В. И., Левин В. В., Щербаков В. В., Хубезов С. Б.* К проблеме природы диэлектрической проницаемости электролитных растворов // Журн. физ. химии. 1975. Т. 49. № 7. С. 1749–1752.
- [Кубо, 1962] *Кубо Р.* Некоторые вопросы статистико-механической теории необратимых процессов // Термодинамика необратимых процессов. Лекции в летней Международной школе физики им. Э. Ферми / Пер. с англ. Н. М. Плакиды. М.: Изд-во иностранной литературы, 1962. С. 345–427.
- [Митник, 1977] *Митник Л. М.* Физические основы дистанционного зондирования окружающей среды: Учеб. пособие. Л.: ЛПИ им. М. И. Калинина, 1977. 58 с.
- [Онищенко, Шарков, 1982] *Онищенко С. Г., Шарков Е. А.* Об особенностях частотных характеристик диэлектрических параметров концентрированных электролитов // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 10. С. 20–50.

- [Поспелов, 2004] *Поспелов М. Н.* Применение поляризационной радиометрии в дистанционном зондировании: история и перспективы // Современ. проблемы дистанц. зондирования Земли из космоса. 2004. Вып. 1. С. 58–69.
- [Райзер, Чёрный, 1994] *Райзер В. Ю., Чёрный И. В.* Микроволновая диагностика поверхностного слоя океана. СПб.: Гидрометеиздат, 1994. 231 с.
- [Садовский и др., 2009] *Садовский И. Н., Кузьмин А. В., Поспелов М. Н.* Исследование параметров спектра ветрового волнения по данным дистанционных радиополяриметрических измерений // Исслед. Земли из космоса. 2009. № 2. С. 1–8.
- [Фрёлих, 1960] *Фрёлих Г.* Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери: монография. М.: Иностранная литература, 1960. 249 с.
- [Шарков, 1983] *Шарков Е. А.* О выборе релаксационной модели диэлектрических свойств воды для задач дистанционного зондирования: Препринт. М.: ИКИ АН СССР, 1983. Пр-800. 30 с.
- [Шарков, 1984] *Шарков Е. А.* К вопросу о релаксационной модели диэлектрических свойств концентрированных электролитов // Журн. физ. химии. 1984. Т. 58. № 7. С. 1705–1710.
- [Шарков, 1995] *Шарков Е. А.* Анализ и развитие релаксационных моделей диэлектрических свойств воды для задач дистанционного зондирования // Исслед. Земли из космоса. 1995. № 6. С. 18–27.
- [Шахпаронов, 1980] *Шахпаронов М. И.* Механизмы быстрых процессов в жидкостях. М.: Высшая шк., 1980. 352 с.
- [Cole, Cole, 1941] *Cole K. S., Cole R. H.* Dispersion and Absorption in Dielectrics. I. Alternating Current Characteristics // J. Chemical Physics. 1941. V. 9. Iss. 4. P. 341–352.
- [Davidson, 1961] *Davidson D. W.* Dielectric relaxation in liquids // Canadian J. Chemistry. 1961. V. 39. N. 3. P. 571–594.
- [Davidson, Cole, 1951] *Davidson D. W., Cole R. H.* Dielectric Relaxation in Glycerol, Propylene Glycol, and n-Propanol // J. Chemical Physics. 1951. V. 19. Iss. 12. P. 1484–1490.
- [Ellison et al., 1998] *Ellison W.J., Balana A., Delbos G., Lamkaouchi K., Eymard L., Guillou C., Prigent C.* New permittivity measurements of seawater // Radio Science. 1998. V. 33. N. 3. P. 639–648.
- [Ellison et al., 2003] *Ellison W.J., English S.J., Lamkaouchi K., Balana A., Obligis E., Deblonde G., Hewison T.J., Bauer P., Kelly G., Eymard L.* A comparison of ocean emissivity models using AMSU, the SSM/I, the TRMM Microwave Imager, and airborne radiometers observations // J. Geophysical Research. 2003. V. 108. N. D21. P. 4663. doi: 10.1029/2002JD003213.
- [Guillou et al., 1998] *Guillou C., Ellison W.J., Eymard L., Lamkaouchi K., Prigent C., Delbos G., Balana A., Boukabara S.* Impact of new permittivity measurements on seawater surface emissivity modelling in microwaves // Radio Science. 1998. V. 33. N. 3. P. 649–667.
- [Hasted et al., 1948] *Hasted J. B., Ritson D. M., Collie C. H.* Dielectric properties of aqueous ionic solutions // J. Chemical Physics. 1948. V. 16. P. 1–21.
- [Ho, Hall, 1973] *Ho W., Hall W. F.* Measurement of the dielectric properties of seawater and NaCl solutions at 2.65 GHz // J. Geophysical Research. 1973. V. 78. P. 6301–6315.
- [Ho et al., 1974] *Ho W., Love A. W., van Melle M. J.* Measurements of the dielectric properties of seawater at 1.43 GHz: NASA Contract Report CR-2458. 1974.
- [Klein, Swift, 1977] *Klein A., Swift C.* An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 1977. V. 25. N. 1. P. 104–111.

- [Lamkaouchi et al., 2003] *Lamkaouchi K., Balana A., Delbos G., Ellison W.J.* Permittivity measurements of lossy liquids in frequency range 20...110 GHz // *Measurement Science and Technology*. 2003. V. 14. P. 1–7.
- [Lane, Saxton, 1952] *Lane J., Saxton J.* Dielectric dispersion in pure polar liquids at very high radio frequencies. III. The effects of electrolytes in solution // *Proc. R. Soc. London A*. 1952. V. 213. P. 531–545.
- [Liebe et al., 1991] *Liebe H., Hufford G., Takeshi M.* A model for the complex permittivity of water at frequencies below 1 THz // *Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves*. 1991. V. 12. N 7. P. 659–675.
- [Matsumoto, Higasi, 1962] *Matsumoto A., Higasi K.* Dielectric relaxation of nonrigid molecules at lower temperature // *J. Chemical Physics*. 1962. V. 36. N. 7. P. 1776–1787.
- [Meissner, Wentz, 2004] *Meissner Th., Wentz F.J.* The Complex Dielectric Constant of Pure and Sea Water from Microwave Satellite Observations // *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*. 2004. V. 42. N. 9. P. 1836–1849.
- [Meissner, Wentz, 2012] *Meissner Th., Wentz F.J.* The emissivity of the ocean surface between 6 and 90 GHz over a large range of wind speeds and Earth incident angles // *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*. 2012. V. 50. N. 8.
- [Pospelov et al., 2009] *Pospelov M. N., de Biasio F., Goryachkin Y. N., Komarova N. Y., Kuzmin A. V., Pampaloni P., Repina I. A., Sadovsky I. N., Zecchetto S.* Air–sea interaction in a coastal zone: The results of the CAPMOS'05 experiment on an oceanographic platform in the Black Sea // *Atmospheric Research*. 2009. V. 94. N. 1. P. 61–73.
- [Sharkov, 2003] *Sharkov E.A.* *Passive Microwave Remote Sensing of the Earth: Physical Foundations*. Berlin, N. Y., London, Paris, Tokyo: Springer/PRAXIS. 2003. 613 p.
- [Somaraju, Trumpf, 2006] *Somaraju R., Trumpf J.* Frequency, temperature and salinity variation of the permittivity of seawater // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. 2006. V. 54. N. 11. P. 3441–3448.
- [Stogryn, 1971] *Stogryn A.* Equations for calculating the dielectric constant for saline water // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*. 1971. V. 19. N. 8. P. 733–736.
- [Stogryn et al., 1995] *Stogryn A. P., Bull H. T., Rubayi K., Iravanchy S.* The microwave dielectric properties of sea and fresh water. GenCorp Aerojet, Azusa, Calif., 1995.
- [Ulaby et al., 1986] *Ulaby F. T., Moore R. K., Fung A. K.* *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*. 1986. V. III. Volume Scattering and Emission Theory, Advanced Systems and Applications. Norwood, Massachusetts: Artech House, 1986.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
1. Анализируемые модели комплексной диэлектрической проницаемости . . . . .	5
1.1. Общая классификация моделей комплексной диэлектрической проницаемости водных электролитных систем . . . . .	5
1.2. Эмпирические формулы. . . . .	7
1.3. Эмпирические модели комплексной диэлектрической проницаемости. . . . .	9
2. Экспериментальные измерения диэлектрических свойств электролитных систем . . . . .	27
2.1. Методика проведения измерений. . . . .	27
2.2. Результаты измерений . . . . .	28
2.3. Сравнение результатов измерений с данными других авторов . . . . .	31
3. Сравнение данных экспериментальных измерений и результатов модельных расчётов. . . . .	34
3.1. Излучение гладкой водной поверхности. . . . .	34
3.2. Методика сравнения . . . . .	35
3.3. Анализ полученных результатов . . . . .	35
3.4. Анализ результатов для фиксированных диапазонов температуры и значений солёности жидкого диэлектрика . . . . .	48
3.5. Общие рекомендации по выбору модели комплексной диэлектрической проницаемости для решения задач микроволнового зондирования морской поверхности . . . . .	53
3.6. Выбор модели комплексной диэлектрической проницаемости для обработки данных измерений на частоте 35,5 ГГц . . . . .	54
Заключение . . . . .	56
Литература . . . . .	57