

УДК 539.2/6

**РАЗРАБОТКА ВАРИАЦИОННОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ
В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ****1. Теоретические принципы вариационного метода измерения****С.М.УСЕЙНОВА***Бакинский Государственный Университет
nushana_kasimova@yahoo.com*

В настоящее время, по литературным данным широко освещаются объекты, в которых можно пренебречь дипольными и иными межмолекулярными взаимодействиями и, к которым сравнительно легко применима молекулярная модель Дебая. А объекты, в которых преобладает тип межмолекулярного взаимодействия в исходных компонентах (полярные жидкости с заметными диэлектрическими потерями, бинарные и другие системы растворов полярных жидкостей) изучены сравнительно мало и истолкование степени влияния на общую релаксационную характеристику отдельных кинетические единицы и сил межмолекулярного взаимодействия по сравнению с чистыми жидкостями, довольно ограничена. Причиной этого можно считать, отчасти, возникающие трудности при применении известных диэлектрических методов исследования этих при изучении систем.

Методические трудности, возникающие при применении общеизвестных диэлектрических методов исследования к вышеуказанным объектам изучения, привели нас к разработке нового вариационного метода исследования диэлектрических характеристик.

Данному методу исследования будет посвящен цикл статей. Предлагаемая работа, первая из этого цикла, посвящена теоретическим принципам вариационного метода измерения диэлектрических характеристик полярных жидкостей в диапазоне сверхвысоких частот.

Ключевые слова: вариационный метод исследования, полярные жидкости и растворы, диэлектрические характеристики, сверхвысокие частоты.

В практике высокочастотных измерений диэлектрических характеристик полярных жидкостей и растворов часто используются методы, основанные на измерении отражения электромагнитной волны от короткозамкнутой на конце волноводной или коаксиальной ячейки с исследуемой жидкостью, при условии, что толщина жидкости в ячейке регулируется /1-

4/. Обладая сравнительно высокой точностью измерения, возможностью учета систематических ошибок и рядом других достоинств эти методы, однако весьма трудоемки и требуют нахождения всей экспериментальной зависимости модуля коэффициента отражения электромагнитной волны $|\rho|$ или коэффициента стоячей волны η от толщины слоя жидкости в ячейке l , что технически не всегда возможно, в особенности в диапазоне дециметровых и метровых волн. Кроме того, методы переменной толщины имеют ограниченную сферу применения; они удобны лишь для измерения диэлектрических характеристик жидкостей, обладающими в диапазоне сверхвысоких частот средними потерями. При заметных диэлектрических потерях в жидкости зависимость $|\rho|$ или η от l имеет лишь один максимум и минимум в своем ходе, что, естественно, исключает возможность применения метода переменных толщин / 1,4 /, базирующегося на измерении расстояния между минимумами зависимости $|\rho|$ или η от l и отношения $|\rho|$ или η в точках максимума этой зависимости. Как показано в /5/, из-за больших систематических ошибок указанные методы / 1,2 / неприемлемы также и для измерения диэлектрических постоянных слабополярных жидкостей, обладающих в диапазоне сверхвысоких частот малыми потерями.

Разработанный метод диэлектрической проницаемости ε' и диэлектрических потерь ε'' полярных жидкостей свободен от перечисленных выше недостатков. Он основан на измерении толщины слоя жидкости в ячейке, при котором имеет место минимум амплитуды отраженной волны или коэффициента стоячей волны $|\rho|$, или коэффициента стоячей волны η , и величины η_m при этой толщине жидкости. Вариант подобного метода рассматривался в / 6 /; однако, введенное в / 6 / предположение об активной величине входного сопротивления волноводной секции с жидкостью при толщине слоя, соответствующему минимуму величины $|\hat{\rho}|$ или η , обосновано лишь для случая полярных жидкостей, обладающих малыми диэлектрическими потерями.

Рассмотрим для общности волновод, заполненной магнитной средой с комплексным значением диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon''$. Порядок вывода сохраняет свое значение и для случая распространения электромагнитной волны в коаксиальных системах или в свободном пространстве, заполненному исследуемой средой / 8,9 /.

Комплексная величина постоянного распространения электромагнитной волны $\hat{\gamma}$ в рассматриваемом волноводе, связана с параметрами среды следующим выражением / 4,7 /:

$$\hat{\gamma} = i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\hat{\varepsilon} - p} \quad (1.1)$$

где $p = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2$; λ - длина электромагнитной волны в свободном пространстве при отсутствии среды; λ_0 - критическая длина волны, определяемая размерами волновода. В случае распространения волн типа TEM $\lambda_0 \rightarrow \infty$ и $p = 0$.

В пустом волноводе $\hat{\varepsilon} = 1$ и постоянное распространение становится равной:

$$\hat{\gamma}_0 = i \frac{2\pi}{\lambda_b}, \quad (1.2)$$

где $\lambda_b = \frac{\lambda}{\sqrt{1-p}}$ - длина электромагнитной волны в пустом волноводе.

Так как $\hat{\gamma} = \alpha + i\beta$, где α и $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$, соответственно, постоянное затухание и фазовая постоянная распространения волны; λ_g - длина электромагнитной волны в рассматриваемом волноводе, то с использованием в уравнении (1.1) комплексных выражений для $\hat{\varepsilon}$, $\hat{\gamma}$ и $\hat{\gamma}_0$ получим:

$$\varepsilon_1 = \frac{1-y^2}{u^2}, \quad (1.3)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{2y}{u^2}; \quad (1.4)$$

Здесь

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon' - p}{1-p}; \quad \varepsilon_2 = \frac{\varepsilon''}{1-p};$$

$$u = \frac{\lambda_g}{\lambda_b}; \quad y = \operatorname{tg} \frac{\Delta}{2}; \quad \Delta = \operatorname{arctg} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

Уравнения (1-3) и (1-4) могут быть представлены в следующем виде:

$$\varepsilon' = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2 \left(1 - \operatorname{tg}^2 \frac{\Delta}{2}\right), \quad (1.5)$$

$$\varepsilon'' = 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_g}\right)^2 \operatorname{tg} \frac{\Delta}{2}. \quad (1.6)$$

Так как значения λ_b и λ_0 обычно известны, то задача измерения ε' и ε'' с использованием полученных уравнений сводится к определению значений λ_g и $tg \frac{\Delta}{2}$ исследуемой жидкости. Для того чтобы связать значения λ_g и $tg \frac{\Delta}{2}$ в уравнениях (1-3) – (1-6) с экспериментально измеряемыми параметрами, рассмотрим случай отражения распространяющихся в пустом волноводе электромагнитных волн от отрезка короткозамкнутой на конце линейной волноводной секции, расположенной в конце волноводного тракта и заполненной исследуемой жидкостью. Предполагается, что толщина жидкости l в волноводной секции регулируется.

Согласно теории волноводных линий передач / 4,7 /, коэффициент стоячей волны η в волноводе определяется выражением:

$$\eta = \frac{1 + |\hat{\rho}|}{1 - |\hat{\rho}|}, \quad (1.7)$$

где $|\hat{\rho}| = \left| \frac{z \cdot th \hat{\gamma} l - z_0}{z \cdot th \hat{\gamma} l + z_0} \right|$ - модуль комплексной величины коэффициента отражения электромагнитной волны; z_0 и z - волновые сопротивления, соответственно, пустого волновода и волноводе, заполненного исследуемой средой.

Для волн типа ТЕ и ТЕМ справедливо соотношение:

$$z \hat{\gamma} = z_0 \hat{\gamma}_0. \quad (1.8)$$

Тогда, с учетом соотношения (2-8) и выражений для $\hat{\gamma}$ и $\hat{\gamma}_0$, получим:

$$|\hat{\rho}| = \left| \frac{u \cdot th [i \cdot 2\pi r (1 - iy)] - (1 - iy)}{u \cdot th [i \cdot 2\pi r (1 - iy)] + (1 - iy)} \right|, \quad (1.9)$$

где $r = \frac{l}{\lambda_g}$.

Разлагая полученное выражение на мнимую и вещественную части, после необходимых преобразований получим выражение для $|\hat{\rho}|$ в следующем виде:

$$|\hat{\rho}| = \sqrt{\frac{P - Q}{P + Q}}, \quad (1.10)$$

где
$$P = u^2 [ch(4\pi r y) - \cos(4\pi r)] + (1 + y^2) [ch(4\pi r y) + \cos(4\pi r)]$$

$$Q = 2u [sh(4\pi r y) - y \sin(4\pi r)].$$

Выражения (1-7) и (1-10) устанавливают в трансцендентной форме между измеряемым коэффициентом стоячей волны η и электрическими параметрами исследуемой среды, расположенной в короткозамкнутой волноводной секции размера l . Поскольку в задачу настоящего исследования входило изучение электрических параметров жидких продуктов, будем считать технически возможным изменение толщины жидкости в короткозамкнутой волноводной секции. В таком случае экспериментальными зависимостями η от l , определяемыми уравнениями (1.7) и (1.10), для полярных жидкостей, обладающих диэлектрическими потерями в диапазоне сверхвысоких частот, будет представлять собой осциллирующую кривую, асимптотически стремящуюся при больших l к некоторому предельному значению η_∞ ¹ (см. рис. 1.1). Расстояния между близлежащими минимумами или максимумами этой зависимости реализуются приблизительно при толщинах жидкости кратных $\lambda_g/2$, тогда как расстояние первого минимума зависимости η от l границы раздела воздух-жидкость равно приблизительно $\lambda_g/4$.

Так как фиксация экстремальных точек осуществляется всегда с хорошей точностью, то удобно в качестве измеряемых параметров, вводимых в уравнения (1-3) – (1-6), использовать величины l_m и η_m , соответствующих экстремальным значениям зависимости η от l .

Условие экстремума функции (1.7), определяемое из соотношения

$$P \cdot \frac{\partial Q}{\partial l} = Q \frac{\partial P}{\partial l} \quad (1.11)$$

сводится к следующему выражению:

$$\frac{sh(4\pi xy) \cdot \sin(4\pi x)}{1 - ch(4\pi xy) \cdot \cos(4\pi x)} = \frac{2y \cdot u^2}{u^2(1 - y^2) - (1 + y^2)^2} \quad (1.12)$$

Здесь $x = l_m / \lambda_g$, где l_m - толщина слой жидкости, при которой имеет место минимум или максимум амплитуды отраженной от ячейки электромагнитной волны.

Из выражения (1-12) следует, что в точке экстремума функции η или $|\hat{\rho}|$ от l :

¹ Рассматриваемый метод измерения диэлектрических параметров приемлем лишь при наличии в жидкости диэлектрических потерь. При $\epsilon'' = 0$, $\eta \rightarrow \infty$ при всех значениях l .

$$u = (1 + y^2) \cdot R^{-1/2} \quad (1.13)$$

$$v = (1 + y^2) \cdot R^{-1/2}, \quad (1.14)$$

где

$$v = l_m / \lambda_b$$

$$R = 1 - y^2 - 2y \cdot \frac{1 - ch(4\pi xy) \cdot \cos(4\pi x)}{sh(4\pi xy) \cdot \sin(4\pi x)}.$$

Подставляем в (1-7) выражение для $|\hat{\rho}|$, соответствующее экстремальным значениям l . Тогда с учетом выражения (1-13) получим

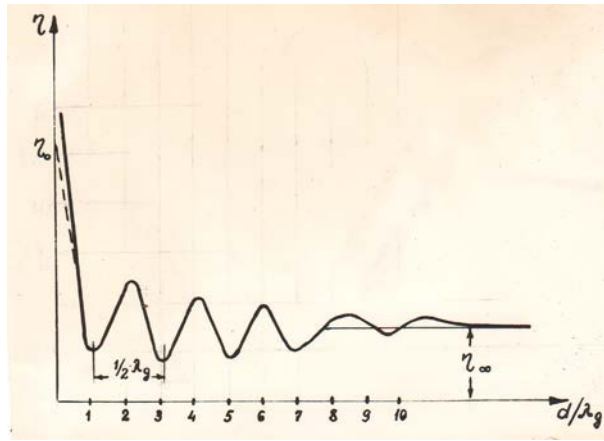


Рис. 1.1. l_m Зависимость коэффициента стоячей волны η в волноводе от толщины отражающего слоя l исследуемой жидкости при наличии в ней диэлектрических потерь.

$$\eta = \sqrt{\frac{N \pm M}{N \mp M}}, \quad (1.15)$$

где

$$N = \frac{2}{1 + y^2} [cth(4\pi xy) + y \cdot ctg(4\pi x)] \cdot [sh(4\pi xy) - y \sin(4\pi x)],$$

$$M = \frac{2}{1 + y^2} \cdot \frac{[sh(4\pi xy) - y \cdot \sin(4\pi x)] \cdot [\sin(4\pi x) + y \cdot sh(4\pi xy)]}{sh(4\pi xy) \cdot \sin(4\pi x)}.$$

После преобразований имеем, что экстремальные значения коэффициента стоячей волны в волноводе η_m при толщине слоя жидкости в волноводной секции равном l_m описывается двумя уравнениями

$$\eta_m = \sqrt{\frac{cth(2\pi xy) + yctg(2\pi x)}{th(2\pi xy) - ytg(2\pi x)}} \quad (1-16)$$

и

$$\eta_m = \sqrt{\frac{th(2\pi xy) - y \cdot tg(2\pi x)}{cth(2\pi xy) + y \cdot ctg(2\pi x)}} \quad (1-17)$$

При $\eta_m = 1$ оба уравнения приводятся к выражению вида:

$$sh(\pi xy) = -y \sin(\pi x), \quad (1.18)$$

которое описывает в плоскости координат x, y функцию, определяющую границы применимости уравнений (1.16) и (1.17). Уравнение (1.17) оказывается справедливым для значений $x > x_1$ и $y < y_1$, где x и y_1 определяются из граничного условия (1.18).

Подставляем (1-13) в уравнения (1.3) и (1.4), имеем:

$$\varepsilon_1 = \frac{1 - y^2}{(1 + y^2)^2} \cdot R \quad (1.19)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{2y}{(1 + y^2)^2} \cdot R \quad (1.20)$$

Полученные уравнения (1.13), (1.14), (1.16), (1.17), (1.19), (1.20) содержат лишь функции двух вспомогательных параметров x и y и в принципе устанавливают связь между величиной диэлектрической проницаемости ε' , диэлектрических потерь ε'' и длины электромагнитной волны жидкости λ_g и экспериментально определяемым значением толщины слоя жидкости в ячейке l_m , при котором обнаруживается экстремум $|\hat{\rho}|$ или η_m , и значением η_m при этой толщине жидкости, при условии, что значения λ , λ_b известны. Однако, получить эту связь в явной форме не представляется возможным из-за наличия в исходных уравнениях (1.13)-(1.17) трансцендентных функций. В этой связи для нахождения ε' , ε'' и других параметров удобнее использовать графический метод решения уравнений (1.13)-(1.20) / 8-12 /.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шахпаронов М.И. Методы исследования теплового движения молекул и строение жидкостей. М., изд. Наука 1960, с. 401.
2. Poley I.P. J.Appl, Sci.Res. B4, 337, 1955
3. Ахадов Я.Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей. Изд.стандартов, М., 1972, с. 257.
4. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1963, 257 с.
5. Касимов Р.М., Нагизаде Н.С. Вестник МГУ, серия химическая, 2, 101, 1967.
6. Fatuzzo E, Mason P.R. J.of Appl. Rh., 36,2, 427, 1965.
7. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот. т. I, Изд. "Сов.радио", 1965, 650 с.
8. Касимов Р.М. Измерительная техника. 10, 1970.
9. Касимов Р.М., Усейнова С.М. Изд. АН Азерб. ССР, серия физико-техн. и матем. наук, I, 1973.
10. Касимов Р.М., Усейнова С.М. Измерительная техника. 2, 1975.
11. Усейнова С.М. Диэлектрические свойства и молекулярное строение циклопентанона. Bakı Universitetinin xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, № 4, 2003, s. 177-181.
12. Усейнова С.М. Диэлектрических свойства и релаксационные характеристики циклопентанола. Bakı Universitetinin xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, № 2, 2004, s.128-133.
13. Усейнова С.М. Зависимость диэлектрических свойств жидкостей и их растворов от температуры. BDU. "Fizikanın aktual problemləri" IV Respublika konfransının materialları. Bakı, 2006, s.76-77.
14. Усейнова С.М. Изучение релаксационных процессов в растворах циклопентанона в циклопентане. ARTN, BDU, ATU və Milli Aviasiya Akademiyasının Heydər Əliyevin 85 illiyinə həsr olunmuş "Fizikanın aktual problemləri" V beynəlxalq elmi-texniki konfransının materialları. Bakı, 2008, s.156-158.
15. Усейнова С.М. Изучение молекулярных свойств циклических углеводородов и их бинарных растворов в диапазонах НЧ и СВЧ. BDU-nun 90 illik yubileyinə həsr olunmuş beynəlxalq elmi konfransın materialları. Bakı: 2009, s.176-177
16. Усейнова С.М. О вариационном методе исследования диэлектрических свойств жидкостей и растворов. BDU, "Fizikanın müasir problemləri" V Respublika konfransının materialları. Bakı, 2011, s.200-202.
17. Усейнова С.М. Графические способы применения вариационного метода. BDU, "Fizikanın müasir problemləri" V Respublika konfransının materialları. Bakı, 2011, s.202-205.
18. Усейнова С.М. Влияние концентрации неполярного растворителя на температурную зависимость диэлектрической проницаемости жидкости. BDU, Fizika Problemləri İnstitutu, "Fizikanın müasir problemləri" VII Respublika konfransı, Bakı, 2013, s.241-245.

POLYAR MAYELƏRİN VƏ ONLARIN MƏHLULLARININ DİELEKTRİK XARAKTERİSTİKALARININ İFRAT YÜKSƏK TEZLİKLƏR DİAPAZONUNDA ÖLÇÜLMƏSİNİN VARIASİON METODU

1. Variasion ölçü metodunun nəzəri prinsipləri

S.M.USEYNOVA

XÜLASƏ

Ədəbi məlumatlara görə hal-hazırda dipol və digər molekullararası qarşılıqlı təsirlərin nəzərə alınmaması mümkün olan, Debayn molekulyar modelinin asanlıqla tətbiq olunması mümkün olan obyektlər geniş işıqlandırılır. Molekullar arası qarşılıqlı təsirin üstünlük təşkil

etdiyi obyektlər (nəzərə çarpan dielektrik itkilərinə malik olan polyar mayelər, ilkin komponentlərində molekullarası qüvvələrin təsiri mövcud olan binar məhlullar) isə xeyli dərəcədə az tədqiq olunurlar və təmiz mayelərlə müqayisədə məhlullarda ayrı-ayrı kinetik vahidlərin və molekullarası qarşılıqlı təsirin ümumi relaksasion xarakteristikaya göstərdiyi təsirin tədqiqi və aydınlaşdırılması kifayət qədər məhduddur. Bunun səbəbini mövcud dielektrik tədqiqat metodlarının belə sistemlərin öyrənilməsinə tətbiqi zamanı meydana çıxan çətinliklərlə izah etmək olar.

Məhz geniş məlum olan dielektrik tədqiqat metodlarının yuxarıda adı çəkilən obyektlərə tətbiqi zamanı meydana çıxan metodiki çətinliklər, dielektrik xarakteristikaların tədqiqatında yeni variasion metodun işlənilib-hazırlanmasına səbəb olmuşdur.

Bu tədqiqat metoduna məqalələr tsikli həsr olunacaqdır. Təklif olunan məqalə isə polyar mayelərin ifrat yüksək tezliklər oblastında dielektrik parametrlərinin ölçülməsinin variasion metodunun nəzəri prinsiplərinə həsr olunmuşdur.

Açar sözlər: variasion tədqiqat metodu, polyar mayelər və məhlullar, dielektrik xarakteristikaları, ifrat yüksək tezliklər oblastı.

VARIATIONAL METHOD FOR MEASURING THE DIELECTRIC CHARACTERISTICS OF POLAR LIQUIDS AND THEIR SOLUTIONS AT MICROWAVE FREQUENCIES

1. Theoretical principles of variational measuring methods

S.M.USEYNOVA

SUMMARY

Currently, according to the literature data are widely reported objects in which we can neglect the dipole and other intermolecular interactions, and which are relatively easy to apply molecular model of Debye. The objects in which the predominant type of intermolecular interaction in the starting components (polar liquids with a marked dielectric loss, binary and other system solutions of polar liquids) have been studied relatively little, and interpretation of the degree of impact on the overall relaxation characteristics of individual kinetic units and forces of intermolecular interaction compared to a net liquids is limited. The reason for this can be considered, in part, the difficulties in applying the known dielectric research methods in the study of these systems.

Methodological difficulties arising from the application of well-known dielectric research methods to the above objects of study led us to develop a new variational method for dielectric characteristics.

This method of research will focus on a series of articles. The proposed work, the first in this series is devoted to theoretical principles of variational method for measuring the dielectric characteristics of polar liquids at microwave frequencies.

Keywords: variational method of research, polar liquids and solutions, dielectric characteristics, ultra-high frequency.

Принято в редакцию: 02.04.2015 г.

Подписано к печати: 20.04.2015 г.