среды выходящее излучение может быть значительным. Было проведено измерение зависимости выходной мощности от тока. При проведении этих измерений использовались две трубки с длиной газоразрядного промежутка около 4 *м*, соединенные при помощи повторных зеркал так, что общая длина активной среды равнялась 8 *м*. Внутренний диаметр трубок был равен 10 *мм*.

В процессе эксперимента было замечено, что выходящее излучение обладает меньшей направленностью, чем излучение генераторов, работающих в резонаторном режиме, и плотность его при удалении от излучающей апертуры (от конца трубки) убывает. На рис. 2 приведен ряд кривых, снятых на различных расстояниях l от

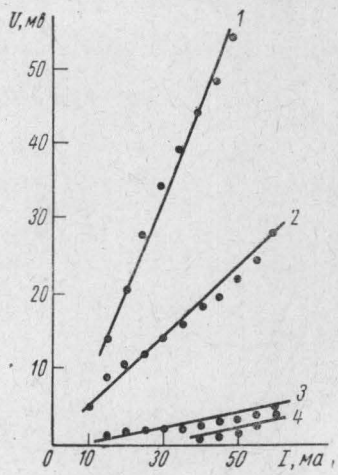

Рис. 2. График кривых, снятых на различных расстояниях от конца трубки. *1* — $l=10$, *2* — $l=50$, *3* — $l=110$, *4* — $l=190$ *см*

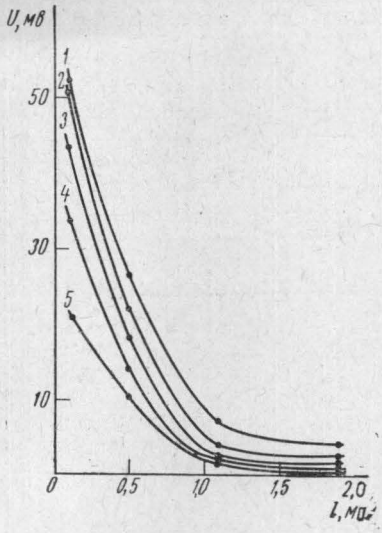

Рис. 3. Зависимость плотности излучения от расстояния l. *1* — 60 *ма*, *2* — 50, *3* — 40, *4* — 30, *5* — 20 *ма*

конца трубки. По оси ординат отложены значения выходной мощности в относительных единицах (милливольтах на измерительном фотосопротивлении).

На рис. 3 дана зависимость плотности излучения от расстояния l до излучающей апертуры при различных токах.

Следует отметить, что излучение такого источника пространственно некогерентно, но является монохроматическим. Частота излучения и его стабильность определяются характеристиками активной среды. Поэтому излучение такого источника может использоваться в качестве стандарта частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dicke R. H. Phys. Rev., **93**, 99, 1954.
2. Thomas R., Carver. Appl. Opt., **5**, No. 6, 1966.
3. Летохов В. С. Письма ЖЭТФ, **5**, № 8, 262—165, 1967.
4. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., ИЛ, 1961.

Поступила в редакцию
17.11 1967 г.

Кафедра
оптики

УДК 542.1.542.2

И. М. ГОРПИНЧЕНКО

К СВЧ МЕТОДИКЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СИЛЬНОПОЛЯРНЫХ ОБЪЕКТОВ

Обзор сверхвысокочастотных методов исследования диэлектриков рассмотрен в [1]. Чаще других употребляется метод Робертса—Хиппеля. Однако в [2] отмечается, что в связи с недостаточной его точностью при измерениях жидкостей и растворов при-

менялся метод Поли. Ему посвящена работа [3], в которой рассматривается методика для измерения диэлектрических параметров веществ в диапазоне миллиметровых и сантиметровых волн. С ростом длины волны этот метод требует увеличения количества измеряемого материала, что не всегда возможно. То же имеет место в выполненной с хорошей точностью работе [4]. Отмеченные методы являются сложными. Простой метод, рассмотренный в [5], относится к миллиметровому диапазону.

Необходимо иметь простой метод в дециметрово-метровом диапазоне. В [1] (стр. 206) приведен метод тонкого образца (ТО), применяемый для измерений параметров диэлектриков с малой диэлектрической проницаемостью (ДП). Суть метода сводится к раздельному измерению ε' — ДП и ε'' — коэффициента потерь. Диэлектрик помещают в измерительную линию в максимум электрического поля E (рис. 1).

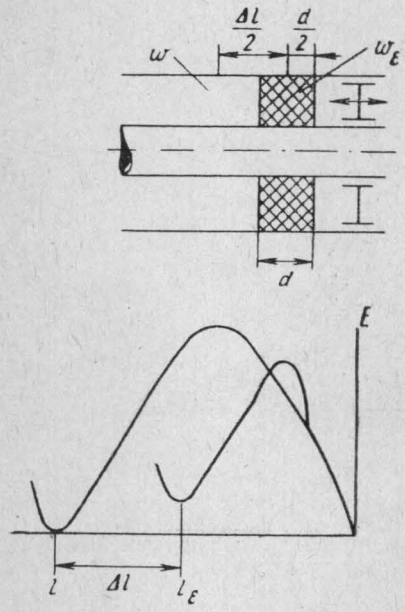

Рис. 1. Схема метода тонкого образца

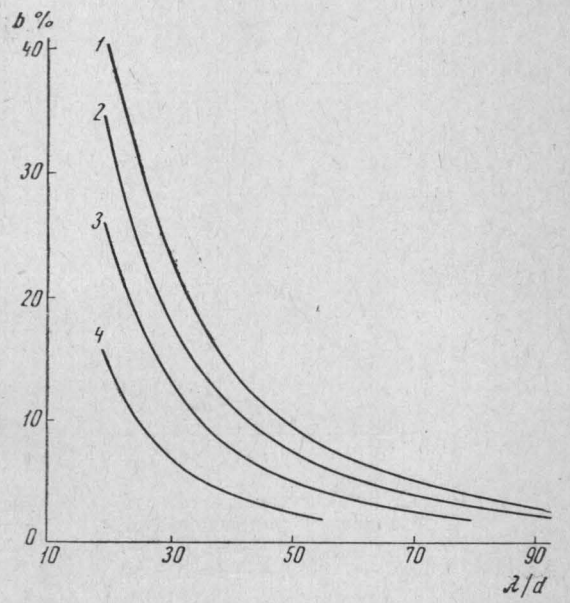

Рис. 2. Погрешность b в % как функция λ/d для разных ε' при вычислении ДП по уравнению (6). *1* — $\varepsilon'=80$, *2* — $\varepsilon'=60$, *3* — $\varepsilon'=40$, *4* — $\varepsilon'=20$

Находят положения узла напряжения в пустой линии l и с объектом l_0. Разность этих положений $l-l_\varepsilon=\Delta l$ — есть мера величины ДП, которая вычисляется по формуле

$$\varepsilon' = 1 + \Delta l/d, \tag{1}$$

где d — толщина объекта. Однако при большой величине ДП возникает значительная погрешность. В настоящей работе выясняется применимость метода ТО для измерения сильнополярных объектов (в том числе жидкостей) при $\varepsilon''/\varepsilon'=\mathrm{tg}\delta$ не менее 0,3 и дается удобная методика для этих условий.

Исходное выражение возьмем из [6]. Оно соответствует условию, при котором проводимости отрезков измерительной линии $d/2$ с диэлектриком и пустой линии $d/2+\Delta l/2$ были бы равны:

$$\frac{1}{w_\varepsilon}\,\mathrm{tg}\,\frac{2\pi}{\lambda_\varepsilon}\,\frac{d}{2} = \frac{1}{w}\,\mathrm{tg}\,\frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{d+\Delta l}{2}. \tag{2}$$

Здесь w — волновое сопротивление линии, w_ε — волновое сопротивление диэлектрика, λ — длина волны в пустой линии, λ_ε — длина волны в линии с объектом.

Оценим применимость метода ТО при $\mathrm{tg}\delta\sim 0{,}3$. Поскольку $\lambda_\varepsilon=\lambda/\sqrt{\dot\varepsilon\,\dot\mu}$, то, считая магнитную проницаемость $\dot\mu\sim 1$ (в частности для биологических объектов), получаем $\lambda_\varepsilon=\lambda/\sqrt{\dot\varepsilon}$, где $\dot\varepsilon=\varepsilon'-j\varepsilon''$.

Влияние ε'' на λ_ε может быть оценено примером из [1] (стр. 203), где на $\lambda=10$ *см* для крови (что примерно соответствует 0,15 М NaCl) $\varepsilon'=53$ и $\varepsilon''=15$, т. е. $\dot\varepsilon=$

$= \sqrt{(\varepsilon')^2+(\varepsilon'')^2} = 55$, откуда $\lambda_\varepsilon = 1{,}35$ *см* и $\lambda_{\varepsilon'} = 1{,}37$ *см*, где $\lambda_{\varepsilon'} = \lambda/\sqrt{\varepsilon'}$. Таким образом, относительная погрешность по длине волны при замене λ_ε на $\lambda_{\varepsilon'}$ составляет $\sim 1{,}5\%$. При этом $\operatorname{tg}\delta = 0{,}27$. Очевидно $\lambda_\varepsilon = \lambda_{\varepsilon'}$, т. е.

$$\lambda_\varepsilon = \lambda/\sqrt{\varepsilon'} \tag{3}$$

Известно, что $w_\varepsilon = w\sqrt{\mu/\varepsilon}$. Путем приведенных рассуждений получаем

$$w_\varepsilon = w/\sqrt{\varepsilon'}. \tag{4}$$

После подстановки (3) и (4) в (2) и сокращений получаем выражение $\sqrt{\varepsilon'}\operatorname{tg}(\pi d\sqrt{\varepsilon'}/\lambda) = \operatorname{tg}[\pi(d+\Delta l)/\lambda]$, совпадающее с аналогичным в [6]. Отсюда следует, что исходные предпосылки пригодны для измерения диэлектриков не только с малым $\operatorname{tg}\delta$, но и, по меньшей мере, до $\operatorname{tg}\delta = 0{,}3$.

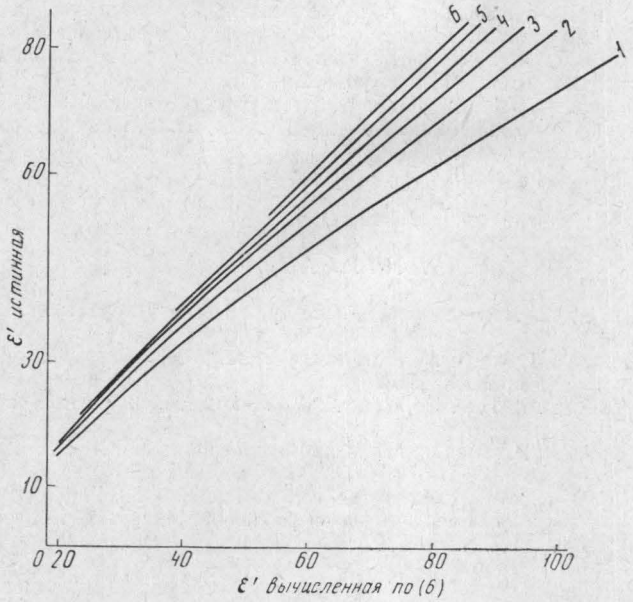

Рис. 3. Зависимость истинной ДП от ДП, вычисленной по уравнению (6), для различных λ/d: *1* — $\lambda/d=20$, *2* — $\lambda/d=30$, *3* — $\lambda/d=40$, *4* — $\lambda/d=50$, *5* — $\lambda/d=70$, *6* — $\lambda/d=100$

Перейдем к применимости метода ТО к измерениям объектов с большой величиной ДП. Разложение левой части последнего равенства в ряд с учетом только первых двух членов разложения (что можно сделать при $d \ll \lambda$) дает

$$\sqrt{\varepsilon'}\left[\frac{\pi d}{\lambda}\sqrt{\varepsilon'} + \frac{1}{3}\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sqrt{\varepsilon'}\right)^3\right] = \operatorname{tg}\frac{\pi}{\lambda}(d+\Delta l). \tag{5}$$

При $d = 0{,}1$ *см*, $\lambda = 10$ *см* и $\varepsilon' = 80$ пренебрежение вторым членом разложения приводит к погрешности $\sim 2\%$ (с ростом λ погрешность падает в квадратичной зависимости). При этом равенство (5) принимает вид

$$\pi d\varepsilon'/\lambda = \operatorname{tg}[\pi(d+\Delta l)/\lambda],$$

откуда

$$\varepsilon' = \frac{\lambda}{\pi d}\operatorname{tg}\frac{\pi}{\lambda}(d+\Delta l). \tag{6}$$

При условии $\pi(d+\Delta l) \ll \lambda$ тангенс можно заменить его аргументом, и тогда уравнение (6) переходит в (1). Однако даже при больших λ/d ($\lambda=30$ *см*, $d=0{,}3$ *см*) для $\varepsilon'=80$ погрешность при вычислениях по (1) составляет $\sim 50\%$ против вычислений по (6). Таким образом, необходимость в применении (6) при больших ДП очевидна.

Произведем оценку погрешностей, даваемых (6) в диапазоне частот. Погрешность определяется в основном тем, что при выводе этого уравнения был опущен второй член разложения (последующими пренебрегаем вследствие их малости), что приводит к завышению ДП. Его можно учесть, пользуясь следующим приемом. Обозначим первый член разложения в (5) через a, а второй через b. Тогда $a+b=100\%=1$, откуда относительная погрешность $b\ \% = (1-a)\cdot 10^2$. Запишем $b=\dfrac{a}{a/b}$, $a/b=\dfrac{3}{\pi^2(d/\lambda)^2\varepsilon'}$. Здесь функциональной величиной (при $\varepsilon'=\mathrm{const}$) является d/λ. Задаваясь отношением d/λ при определенном ε', находим a/b, затем из $a+\dfrac{a}{a/b}=1$ определяется a, и, следовательно, $b\%$. Рассчитанная таким способом для разных ε' погрешность приведена на рис. 2. График дает возможность при заданной погрешности (из-за пренебрежения вторым членом в (5)) выбрать толщину объекта d.

На основании этого графика для нескольких d/λ построен график (рис. 3), пользуясь которым можно сразу по измеренной величине ДП и выбранной толщине объекта определить истинную ДП, т. е. учитывающую погрешность, обусловленную пренебрежением вторым членом разложения в уравнении (5).

Применение уравнения (6) при необходимости дополненного графиком (рис. 3) позволяет просто и с высокой точностью определить ДП сильнополяризованных объектов, в том числе жидких.

Выражаю благодарность Ю. А. Кригеру, Б. Н. Тарусову и Е. В. Бурлаковой за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1963.

2. Шахпаронов М. И. Методы исследования теплового движения молекул и строения жидкостей. Изд-во МГУ, 1963.

3. Касимов Р. М., Нагизаде П. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер. химии, № 2, 107, 1967.

4. Ливенсон А. Р. «Медицинская промышленность СССР», № 6, 14, 1964; № 7, 10, 1964.

5. Левин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. химии, № 4, 59, 1966.

6. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. Под ред. Л. Н. Сретенского. М., Физматгиз, 1963, стр. 279.

Поступила в редакцию
5.2 1968 г.

Кафедра биофизики
(биолого-почвенный фак-т)

УДК 539.12.01

В. Б. ГОСТЕВ, В. А. САНЬКО

МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ НА ФИКСИРОВАННОМ ИСТОЧНИКЕ СО СПИНОМ

В статье [1] были выписаны интегральные уравнения для состояний рассеяния (*in*-состояний) и амплитуд рассеяния для квантовополевой модели, являющейся обобщением модели Ли [2] введением псевдоскалярного взаимодействия (фиксированные частицы обладают спином 1/2). В настоящей заметке делается попытка приближенного решения этих интегральных уравнений и анализа свойств амплитуды рассеяния на примере несколько более сложной модели — обобщения модели Ли путем введения псевдоскалярного взаимодействия и добавления фиксированной частицы в V—Θ сектор модели Ли [3].

Гамильтониан модели возьмем в виде

$$H = m_{0A}A^+A + m_{0B}B^+B + m_C C^+C + \int d\vec{k}\,\omega(\vec{k})\,d^+(\vec{k})\,d(\vec{k}) +$$