

**ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ В УДАРНЫХ
ТРУБАХ (200—7300 мГц)**

Ю. И. ТУСНОВ

В работе приведены результаты экспериментального исследования частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости ϵ плазмы в ударных трубах. При температурах ионизированного воздуха $3 \div 5 \cdot 10^3$ °К и аргона $4 \div 10 \cdot 10^3$ °К в диапазоне частот 200—7300 мГц обнаружено удовлетворительное совпадение измеренных зависимостей ϵ' и ϵ'' — действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости от частоты с теоретическими данными.

Исследование электрических характеристик ионизированных газов в зависимости от частоты воздействующего излучения представляет значительный интерес. Частотная вариация при измерениях диэлектрической проницаемости одного и того же «плазменного образования» дает возможность выяснить дисперсионные свойства такого образования и тем самым экспериментально проверить существующие представления об элементарных процессах взаимодействия электромагнитных волн с ионизированным газом. Кроме того, нам представляется, что наряду с развитым исследованием различных способов воздействия на электрические характеристики ионизированного газа с целью улучшения прохождения радиоволны, существенный вклад в решение проблемы установления надежной радиосвязи с космическим кораблем, окруженным плазменной оболочкой, может внести и экспериментальное исследование условий взаимодействия электромагнитных волн различной частоты с неоднородным слоем движущегося со сверхзвуковой скоростью ударно нагретого газа.

Несмотря на обилие экспериментальных работ, связанных с применением сверхвысокочастотных методов к исследованиям свойств ионизированных газов, пока не существует более или менее подробных исследований диэлектрической проницаемости плазмы в значительном интервале частот электромагнитных волн. Разрозненные данные о характеристиках ионизированной среды, полученные на разных частотах, относятся, к сожалению, к разным объектам исследования и трудно сопоставимы. Измерения электрических характеристик, проведенные на ударных трубах, определяются очень узким интервалом частот для каждого эксперимента. Причем основное развитие получили работы лишь в диапазоне длин волн $2 \div 30$ мм.

Проведение измерений на длинах волн от сантиметровых до метровых представляет весьма сложную задачу. Возможность использования того или иного СВЧ метода для измерений электрических характеристик

вещества определяется частотным диапазоном, в котором производятся измерения. Таким образом, для проведения измерений в диапазоне длин волн $4 \div 150$ см любым из существующих СВЧ методов [1] (резонаторным, волноводным и методом свободного пространства) потребовалось бы создание целого ряда экспериментальных установок и применение различного рода методик. Сопоставление результатов измерений электрических характеристик плазмы при такой постановке эксперимента было бы весьма затруднительно.

В данной работе эксперименты по исследованию зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости (к. д. п.) плазмы от частоты зондирующего излучения проводились на коаксиальной ударной трубе посредством зондирования волной типа ТЕМ, распространяющейся навстречу движущейся пробке. Применение ударной трубы с камерой низкого давления в виде коаксиальной передающей линии позволяло проводить измерения ϵ в широком диапазоне радиочастот для фактически одного и того же плазменного образования. В качестве методики, позволяющей достаточно просто интерпретировать результаты взаимодействия электромагнитной волны с ионизированным газом, в данной работе была принята методика «бесконечного слоя», подробно описанная в [2].

Определение ϵ из измерений комплексного коэффициента отражения электромагнитной волны от движущейся по коаксиальной трубе плазмы проводилось в аргоне в диапазоне изменения скорости ударной волны $V = 2,0 \div 3,2$ км/сек, ($M = 6 \div 10$) для начальных давлений $p_0 = 2,5$ и 10 мм рт. ст. и в воздухе для $V = 2,8 \div 4,1$ км/сек ($M = 8 \div 12$) $p_0 = 5$ и 10 мм рт. ст.

В связи с тем, что эксперименты на ударных трубах труднопроизводимы, необходимо было для каждой частоты дециметрового диапазона (значения ϵ' и ϵ'' для частоты 7300 мГц при идентичных параметрах ионизированного воздуха и аргона взяты из [3, 4]) получить сплошные экспериментальные кривые зависимости ϵ' и ϵ'' (действительная и мнимая части к. д. п. соответственно) от числа Маха на каждой из используемых для зондирования частот. Это особенно важно потому, что возможные ошибки в воспроизведении характеристик газа за фронтом ударной волны могут внести существенные изменения в реальный ход зависимости $\epsilon(\omega)$ и тем самым затруднят сопоставление экспериментально полученных закономерностей с рассчитанными.

В результате измерений амплитудных и фазовых характеристик интерференционной картины, получаемой перед ионизированной газодинамической пробкой в коаксиальной ударной трубе, были построены кривые зависимости R и Θ от числа M на четырех частотах ($2 \cdot 10^3$, $1 \cdot 10^3$, $0,45 \cdot 10^3$, $0,20 \cdot 10^3$ мГц). Эти зависимости представлены на рис. 1 для аргона. Наблюдается монотонное нарастание величины R на всех изучаемых частотах. В аргоне максимальное значение $R_{\max} = 0,96$ было измерено при $p_0 = 10$ мм рт. ст., $V = 2,7$ км/сек и $f = 200$ мГц, минимальное — $R_{\min} = 0,10$ при $p_0 = 5$ мм рт. ст., $V = 2,10$ км/сек и $f = 2000$ мГц. Соответствующие значения КСВ (коэффициента стоячей волны) 50 и 1,2.

Аналогичные данные об отражательной способности воздуха были следующими: $R_{\max} = 0,87$, $V = 3,32$ км/сек, $p_0 = 2$ мм рт. ст., $f = 200$ мГц; $R_{\min} = 0,23$, $V = 2,95$ км/сек, $p_0 = 5$ мм рт. ст., $f = 2000$ мГц. С увеличением длины волны зондирующего излучения величина R для воздуха и аргона также возрастает. Сопоставление результатов измерений для различных начальных давлений показывает, что для $M = \text{const}$ величина

на R для всех изучаемых частот всегда больше для более высоких начальных давлений.

На верхней части рис. 1 приведены зависимости Θ от M , f и p_0 . Приведенные кривые свидетельствуют о том, что сдвиг фазы при отражении электромагнитной волны от движущегося полупрозрачного зеркала непрерывно нарастает для

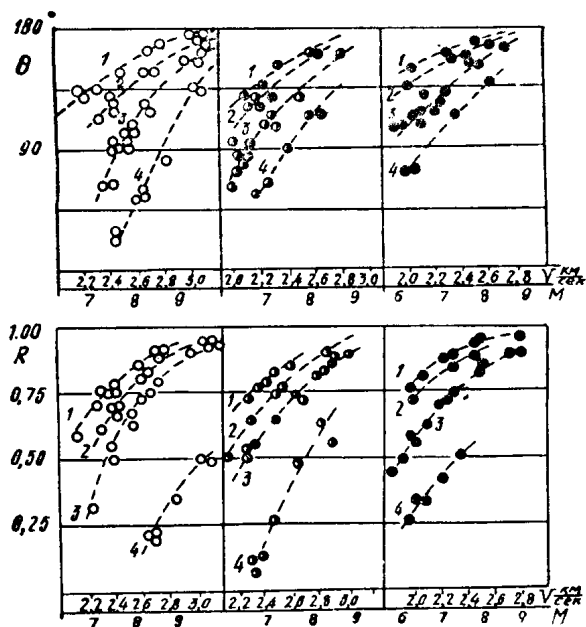


Рис. 1. Зависимость модуля коэффициента отражения R и фазового угла Θ от числа маха M , частоты зондирующего излучения f для начальных давлений аргона $p_0=2,5$ и 10 мм рт. ст. 1— $f=200$ мГц, 2— $f=452$ мГц, 3— $f=1000$ мГц, 4— $f=2000$ мГц \circ , \bullet , \bullet — $p_0=2,5$ и 10 мм рт. ст.

величин R и Θ для состояния газа с $M = \text{const}$ и $p_0 = \text{const}$ на разных частотах. Затем рассчитывались величины ϵ' и ϵ'' . Используя номограммы погрешностей, по значениям R и Θ определялись относительные погрешности измерения ϵ' и ϵ'' .

На рис. 2 представлены кривые зависимости ϵ' и ϵ'' от частоты для $p_0=2$ мм рт. ст. (значения частоты отложены в логарифмическом масштабе). Аналогичные кривые были построены для других начальных давлений. Здесь они не приводятся. На рис. 3 представлены такие же зависимости, полученные для воздуха при $p_0=5$ мм рт. ст. Характерным для приведенных на рис. 2 кривых является относительно слабая зависимость величины ϵ' на весьма большом участке частот $7300 \div 2000$ мГц. На низких частотах в аргоне наблюдается быстрое изменение величины ϵ' , причем эти изменения особенно велики для больших значений скорости ударной волны. В отличие от аргона на кривых, приведенных на рис. 3, фактически нет участков со слабой зависимостью ϵ' от f в диапазоне частот $7300-2000$ мГц. В то же время следует отметить характерное для воздуха наличие так называемой области насыщения кривой зависимости ϵ' от f на низких частотах исследуемого диапазона ($452-200$ мГц). Особенно четко выражена область насыщения для случая $V=3,2$ км/сек, на рис. 3, где на участке $452-200$ мГц ϵ' изменяется от $-1,8$ до $-1,75$, т. е. значения ϵ' фактически одинаковы, если

непрерывно нарастает для всех частот с увеличением M , приближаясь асимптотически к 180° , что соответствует отражению от металлического зеркала. Как в аргоне, так и в воздухе, величина Θ сильно зависит от частоты, хотя диапазон изменения Θ в воздухе значительно меньше, чем в аргоне ($120-170^\circ$).

Измеренные экспериментально величины R и Θ были использованы для расчета параметров ϵ' и ϵ'' согласно выражениям, приведенным в [2]. Способ построения графиков зависимости ϵ' и ϵ'' от f состоял в следующем. Через выбранную на шкале скоростей точку проводилась прямая параллельно оси ординат (R или Θ) и точки пересечения с кривыми зависимости R и Θ от V определяли значение

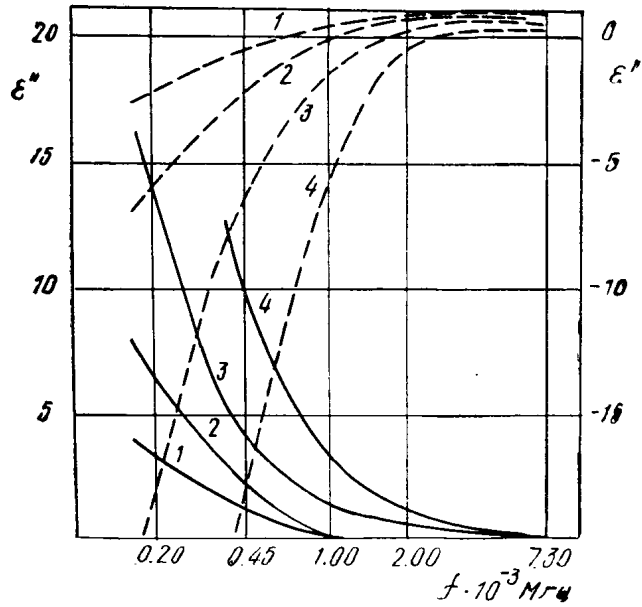


Рис. 2. Зависимость действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей комплексной диэлектрической проницаемости от частоты f при $p_0 = 2$ мм рт. ст. в аргоне. 1 — $V = 2,2$ км/сек, — — — — ϵ'' ϵ' 2 — $V = 2,4$ км/сек, 3 — $V = 2,6$ км/сек, 4 — $V = 2,8$ км/сек

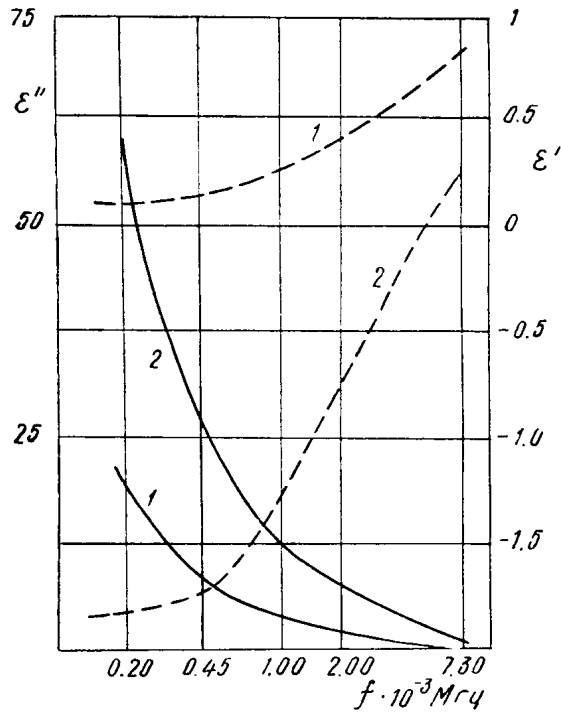


Рис. 3. Зависимость ϵ' и ϵ'' от f при $p_0 = 5$ мм рт. ст. в воздухе 1 — $V = 3,0$ км/сек, 2 — $V = 3,2$ км/сек — — — — ϵ'' ϵ'

учесть величину погрешности $\frac{\Delta \epsilon'}{\epsilon'}$, которая особенно велика при комбинациях R и Θ , характерных для воздуха.

Прежде чем перейти к интерпретации полученных результатов, рассмотрим ряд условий, выполнение которых необходимо для применения метода «бесконечного слоя» [2] и однозначного толкования приведенных данных.

Введем обозначения: d — протяженность переходной зоны (от фронта до квазиоднородного участка пробки), δ — глубина проникновения поля в ионизированный ударной волной газ, l — длина пробки (от фронта до контактной поверхности). Тогда вышеупомянутые условия можно записать в виде $\frac{d}{\lambda} \ll 1$, $\delta > d$, $\delta < l$.

Протяженность переходной зоны за фронтом ударной волны в воздухе и аргоне определялась из результатов измерений времени пролета переходной зоны мимо СВЧ приемника, приведенных в [3, 4]. Значения величины d в аргоне сведены для удобства сравнения в табл. 1. Теоретическая оценка погрешности в определении R и Θ , возникающей за счет конечной длины переходного слоя, показала, что в измеряемом диапазоне величин ϵ' и ϵ'' величина погрешности не превышает точности измерения R и Θ . Для оценки было использовано решение волнового уравнения для слоя типа гиперболический тангенс.

Выполнение второго условия — возможности отнесения результатов измерения R и Θ на разных длинах волн к квазиоднородной части пробки — контролировалось в результате проведения измерений глубины проникновения поля в ионизированный газ. На рис. 5 приведены результаты таких измерений в аргоне. Для сравнения приведены две расчетные кривые для величины $\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma}}$, где значения σ рассчитывались по измерениям n_e и $\nu_{\text{эфф}}$ (концентрации электронов и эффектив-

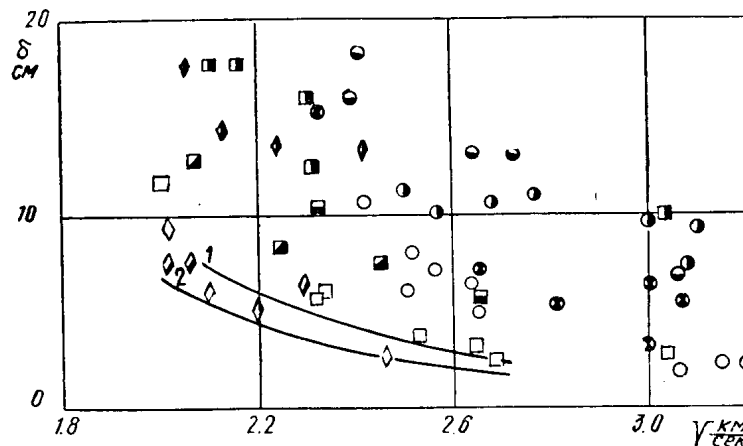


Рис. 4. Зависимость глубины проникновения поля δ в плазму от числа Маха M , частоты f для $p_0 = 2.5$ и 10 мм рт. ст. в аргоне.

\diamond	\square	\circ	"	$f = 2 \cdot 10^3$ мГц
\diamond	\square	\circ	"	$f = 1 \cdot 10^3$ мГц
\diamond	\square	\circ	"	$f = 0,45 \cdot 10^3$ мГц
\diamond	\square	\circ	"	$f = 0,20 \cdot 10^3$ мГц

1 — расчет для $f = 2000$ мГц }
 2 — " " $f = 1000$ мГц } $p_0 = 5$ мм рт. ст.

ной частоты соударений) для соответствующих p_0 и V , взятым из [3, 4]. Аналогичные зависимости были получены и в воздухе. Из рис. 4 ясно, что для сравниваемых давлений величина δ , измеренная экспериментально, всегда больше расчетной. Это связано с тем, что расчет проводится для электрически однородной среды, в то время как затухание СВЧ сигнала измерялось в основном в «головной» части пробки, резко отличающейся по своим электрическим характеристикам от однородного участка. Следует отметить также наличие экстремальной точки в полученной зависимости δ от f , наличие которой может быть объяснено довольно просто из элементарной теории высокочастотной проводимости плазмы [5]. Аналогичные результаты были получены и для воздуха.

Отсутствие отражения от второй границы пробки проверялось в результате измерений длины пробки l в коаксиальной ударной трубе, полученных с помощью электростатического зонда совместно с пьезоэлектрическим датчиком давления, определявшим положение начала пробки. В табл. 1 сведены данные о величинах d , δ и l для некоторых экспериментов. Пользуясь таблицей, легко провести анализ выполнения всех трех условий для отобранных экспериментов.

Из таблицы следует, что условия $\frac{d}{\lambda} \ll 1$, $l > \delta$, $\delta > d$ выполняются для следующих кривых зависимости ϵ' и ϵ'' от частоты: в аргоне для $p_0 = 2$ мм рт. ст. — $V = 2,4; 2,6; 2,8$ км/сек; $p_0 = 5$ мм рт. ст. — $V = 2,4; 2,6$ км/сек; $p_0 = 10$ мм рт. ст. — $V = 2,6$ км/сек.

Таблица 1

Исследуемый газ	Аргон									Воздух							
	2			5			10			2		5					
p_0 мм рт. ст.																	
V км/сек	2,2	2,4	2,6	2,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,0	2,2	2,4	2,6	3,0	3,2	3,4	3,0	3,2
d (см)	24,2	10,4	5	2,8	36	15,7	5,8	2,9	23,2	11	4,8	2,3	15	4,8	1,4	6	2
δ см	$f=2000$ мгц	18	13	7,5	5	16	11	8	5	11	7	4,2	3				
	$f=1000$ мгц	15	10,5	6	4	12	8	5	3	11	6	3,5	2,5	13,5	9,5	6	13
	$f=452$ мгц	20	16	13	10	22	16	9	6	20	18	14	10	14,5	10,5	7	15
	$f=200$ мгц	20	15	13	10	22	16	12	10	19	14	10	7	16,5	12	9	10,5
l (см)	57	55	51	49	60	57	55	51	60	57	55	51	28	27	26	28	27

В воздухе для $p_0 = 2$ мм рт. ст. — $V = 3,2; 3,4$ км/сек; $p_0 = 5$ мм рт. ст. — $V = 3,0; 3,2$ км/сек. Таким образом, результаты этих опытов могут быть подвергнуты дальнейшему рассмотрению и сопоставлены с теорией.

Вычисление комплексной диэлектрической проницаемости изотропной плазмы на основе кинетического уравнения приводит к известным выражениям [5]:

$$\epsilon' = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m(\omega^2 + \nu_{эфф}^2)} \cdot K_1 \left(\frac{\omega}{\nu_{эфф}} \right),$$

$$\epsilon'' = \frac{4\pi e^2 n_e}{m(\omega^2 + \nu_{эфф}^2)} \cdot \frac{\nu_{эфф}}{\omega} \cdot K_2 \left(\frac{\omega}{\nu_{эфф}} \right).$$

Вид функций K_1 и K_2 определен в [5].

Необходимые для расчета по этим выражениям значения n_e и $\nu_{эфф}$ для воздуха и аргона были взяты из [3, 4]. На рис. 5 и 6 приведены кривые зависимости ϵ' и ϵ'' от частоты, сопоставленные с расчетом по элементарной и кинетической теории. Для случая, представленного

на рис. 5, исходными для расчета данными, взятыми из [3, 4], были $n_e \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $\nu_{\text{эфф}} \approx 1,4 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Расчетные кривые для аргона (рис. 6) приведены для $n_e = 0,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\nu_{\text{эфф}} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$.

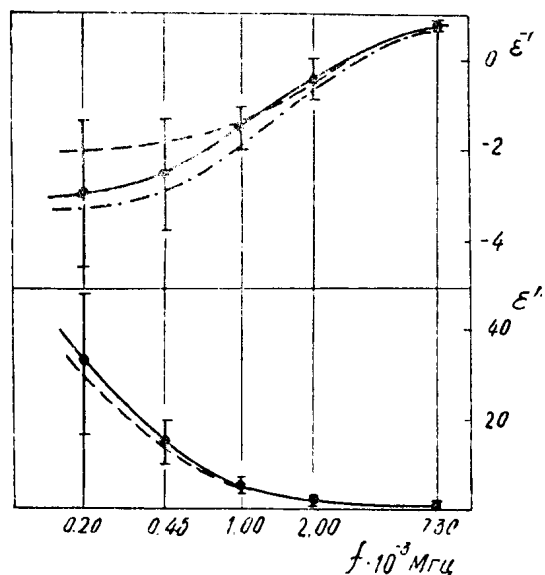


Рис. 5. Зависимость ϵ' и ϵ'' от f . $p_0 = 2 \text{ мм рт. ст.}$ $V = 3,2 \text{ км/сек.}$ Воздух.
 --- Элементарная теория
 - - - - - Кинетическая теория

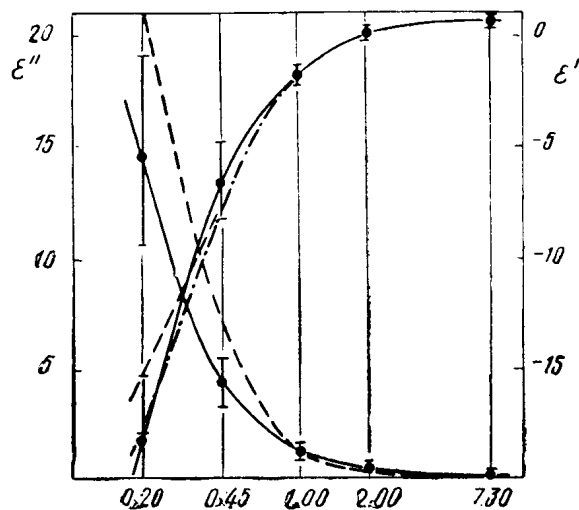


Рис. 6. Зависимость ϵ' и ϵ'' от f . Аргон
 $p_0 = 2 \text{ мм рт. ст.}$ $V = 2,6 \text{ км/сек}$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Голант. Журнал технической физики XXX, вып. 11, 1960.
2. Ю. И. Туснов, В. В. Крылов. Теплофизика высоких температур, 1966, 6.
3. В. В. Крылов, О. И. Попырин, Ю. И. Туснов. Теплофизика высоких температур. 1968, № 5.
4. Ю. И. Туснов. Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы. Тезисы докладов. Киев. «Наукова Думка», 1966.
5. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. ФМ, 1960.