

А. Ф. АЛЕКСАНДРОВ, А. А. КУЗОВНИКОВ

К ВОПРОСУ О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ КОНДЕНСАТОРНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛАЗМЫ

Экспериментально определены значения концентрации электронов, при которых активное сопротивление плазменного конденсатора начинает зависеть от параметров ионного компонента плазмы. Значения эти тем выше, чем больше давление газа.

Как было показано [1], измерение локальной активной проводимости плазмы $\sigma(\omega)$ методом плазменного конденсатора дает правильные результаты лишь при определенном соотношении между частотой поля ω и ленгмюровской частотой электронов ω_{Le} , а именно: ω не должна быть слишком малой по сравнению с ω_{Le} . Это связано с влиянием теплового движения заряженных частиц и пространственной ограниченностью плазмы [2]. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование границ применимости конденсаторного метода измерения $\sigma(\omega)$ в зависимости от давления газа.

Описание методики и экспериментальной установки

Измерение комплексной проводимости плазменного конденсатора проводилось методом замещения. Сущность использованной методики может быть уяснена из принципиальной схемы экспериментальной установки, изображенной на рис. 1.

Исследуемый конденсатор C_u , содержащий между обкладками газоразрядную трубку, являлся частью резонансного контура, образованного катушкой индуктивности и параллельно соединенными конденсатором C_u и переменным градуированным конденсатором C_h . Резонансный контур настраивался на частоту наполнения подаваемых на него импульсов. Высокочастотные импульсы вырабатывались блоком, состоящим из генератора прямоугольных импульсов, генератора синусоидального напряжения и широкополосного усилителя. Для регистрации величины высокочастотного напряжения, падающего на резонансном контуре, служила цепь, состоящая из усилителя с детектором, амплитудного дискриминатора и осциллографа. Настройка в резонанс производилась изменением величины C_h и фиксировалась по максимуму амплитуды видеосигнала на экране осциллографа.

Измерения производились в следующем порядке. Сначала измерительный контур настраивался в резонанс на частоту измерительных импульсов в случае, когда разряда в трубке нет. При этом фиксировалось значение емкости переменного градуированного конденсатора C_h и производилась градуировка схемы по известным активным сопротивлениям, т. е. снималась зависимость величины огибающей измерительного импульса на экране осциллографа от величины активного сопротивления, подключенного параллельно C_u (клемы *dd*). Затем зажигался разряд и устанавливалась необходимая величина силы разрядного тока, после чего измерялось изменение емкости конденсатора C_h , необходимое для восстановления резонанса, а также фиксировалась величина импульса на экране осциллографа в момент резонанса. Из полученных таким образом данных легко определяются емкость исследуемого конденсатора $C_{||}$ и его активное сопротивление $R_{||}$, соответствующие параллельной эквивалентной схеме конденсатора. $R_{||}$ определяется на градуировочной кривой, а $C_{||} = \Delta C + C_0$, где C_0 — геометрическая емкость конденсатора при холодной трубке. Зная $R_{||}$ и $C_{||}$, можно определить искомые величины R и C (соответствующие последовательной эквивалентной схеме содержащего плазму конденсатора) по формулам

$$R = \frac{R_{||}}{1 + \omega^2 R_{||}^2 C_{||}^2}, \quad C = \frac{1 + \omega^2 R_{||}^2 C_{||}^2}{\omega^2 R_{||}^2 C_{||}}. \quad (1)$$

По найденной таким образом величине R определяется $\sigma(\omega)$.

Измерения проводились на частоте 28,5 мГц, вырабатываемой генератором типа ГСС-7, работавшем в режиме внешней прямоугольной модуляции (модулирующие импульсы имели длительность 2,5 мкс и частоту повторения 1 кГц). Высокочастотные измерительные импульсы сначала усиливались усилителем УР-1М (коэффициент усиления ~20 дБ), а затем подавались на резонансный контур через разделительное сопротивление величиной 0,5 мгом, необходимое для того, чтобы избежать шунтирующего действия емкости подводящих проводов.

Измерительный резонансный контур состоял из катушки индуктивности $L_h = 1,6$ мкГн и переменного градуированного конденсатора C_h , величину которого можно было изменять в пределах от 15 до 25 пФ с точностью до 0,05 пФ. Переменный конденсатор был выполнен в виде полого цилиндра внутренним диаметром 10 мм, в который с помощью микрометрического винта вдвигался стержень диаметром 5,7 мм.

Высокочастотное напряжение с контура через разделительное сопротивление 0,5 мгом подавалось на вход резонансного усилителя с полосой около 1,5 мГц, на выходе которого стоял детектор. Использование в измерительной цепи резонансного усилителя позволяло избежать просачивания в измерительную цепь шумов разряда.

Полученные видеопульсы поступали далее на вход амплитудного дискриминатора, который служил для повышения чувствительности регистрирующей схемы по отношению к весьма слабым изменениям амплитуды в.ч. напряжения на контуре, связанным либо с изменением импеданса исследуемого конденсатора при изменении параметров плазмы, либо с изменением C_h при настройке. Измерительный контур $L_h C_h$ помещался в экран, а все соединения были выполнены с помощью коаксиальных фидеров.

Исследуемый конденсатор C_u состоял из двух медных пластин размером 4×2 см², между которыми помещалась газоразрядная трубка, имевшая в средней части прямоугольное сечение размером

$2 \times 2,2 \text{ см}^2$. Длина разрядной трубки 30 см. Расстояние между пластинами конденсатора и стенками трубки можно было менять, подбирая оптимальные условия для измерений.

В разрядную трубку были введены одиночные цилиндрические зонды, с помощью которых производилось измерение концентрации электронов на оси трубки n_e^0 и температуры T_e . Можно было также измерять продольный градиент потенциала в трубке с помощью компенсационного метода.

Контрольные эксперименты показали независимость результатов измерений от длительности и частоты повторения измерительных импульсов.

Особое внимание было обращено на величину измерительного сигнала с тем, чтобы избежать появления нелинейных эффектов. Проверка показала полное (в пределах точности измерений) отсутствие нелинейных эффектов при всех использовавшихся значениях амплитуды измерительного импульса.

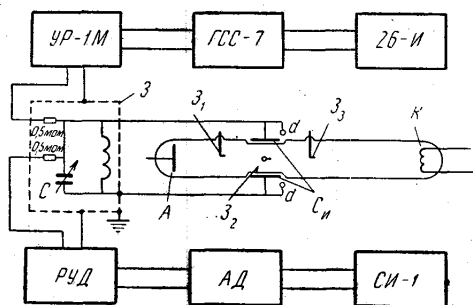


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 2Б-И — генератор прямоугольных импульсов; ГСС-7 — высокочастотный генератор; УР-1М — широкополосный усилитель; РУД — резонансный усилитель с детектором; АД — амплитудный дискриминатор; СИ-1 — осциллограф; $C_k L_k$ — измерительный контур; $C_{и}$ — исследуемый конденсатор; 3 — зонды

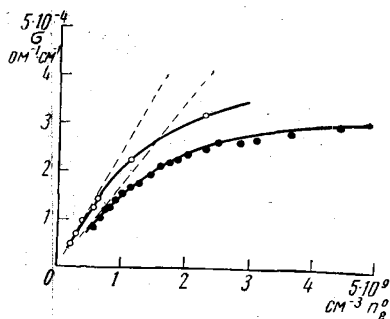


Рис. 2. Зависимость активной проводимости плазмы σ от концентрации электронов. Экспериментальные точки: \circ — $r=0,25 \text{ мм рт. ст.}$; \bullet — $r=0,5 \text{ мм рт. ст.}$. Штриховые прямые — теоретические

Экспериментальные результаты и их обсуждение

С помощью описанной методики были произведены измерения составляющих импеданса исследуемого конденсатора при наличии между его обкладками плазмы положительного столба разряда в неоне. Подробно исследовалась зависимость активного сопротивления конденсатора R и его емкости C от силы разрядного тока I_p при различных давлениях неона, равных 0,25, 0,5, 1,25, 4 и 7,5 мм рт. ст.

Эксперименты показали, что во всех случаях при зажигании разряда наблюдается увеличение емкости конденсатора, а в измерительный контур вносится значительное затухание. При этом с увеличением I_p происходит рост C и уменьшение R .

В целях удобства анализа экспериментальных результатов по измеренным значениям R был произведен расчет эффективной удельной проводимости σ плазмы согласно формуле

$$\sigma = \frac{1}{R} \left(\frac{d}{S} \right)_{\text{эфф}}, \quad (2)$$

где $\left(\frac{d}{S}\right)_{\text{эфф}}$ — эффективное значение отношения толщины слоя плазмы к его площади, учитывающее краевые эффекты. Величину $\left(\frac{d}{S}\right)_{\text{эфф}}$ легко можно определить, поскольку экспериментально была определена величина емкости конденсатора C_0 при холодной трубке. При этом

$$\left(\frac{d}{S}\right)_{\text{эфф}} = \frac{1}{4\pi C_0}, \quad (3)$$

используя значение $C_0 = 0,45 \rho F$, получаем $\left(\frac{d}{S}\right)_{\text{эфф}} = 0,18 \text{ см}^{-1}$.

Рассчитанные таким образом из данных эксперимента значения σ представлены на рис. 2 и 3 в зависимости от концентрации электронов на оси трубки n_e^0 .

Определение величины n_e^0 производилось с помощью зондовых измерений. При давлениях 0,25, 0,5 и 1,25 мм рт. ст. концентрация электронов на оси разрядной трубки измерялась по методу одиночных зондов. Одновременно определялась и электронная температура T_e . При давлениях 4 и 7,5 мм рт. ст. непосредственно измерялся только продольный градиент потенциала E_{\parallel} с помощью компенсационного метода. Далее обычным способом вычислялась средняя по сечению трубки концентрация \tilde{n}_e . Поскольку распределение концентрации электронов по сечению трубки должно быть близко к косинусоидальному [3], то $\tilde{n}_e \approx 0,4 n_e^0$. Температура электронов в последнем случае рассчитывалась по диффузионной теории [3]. Найденные таким образом параметры плазмы приведены в таблице.

p , мм рт. ст.	E_{\parallel} , в.см	T_e^0 , К	n_e^0 , см ³	ν_e , сек ⁻¹
0,25	—	$7 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^9$	$4,2 \cdot 10^8$
0,5	—	$5 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^8$
1,25	—	$4 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$
4	4	$2,4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^9$
7,5	4,2	$2 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^{10}$	$4,6 \cdot 10^9$

Значения n_e^0 в таблице соответствуют значению $I_p = 10 \text{ ма}$. Величину n_e^0 при других значениях I_p можно было определить, пользуясь установленным контрольными измерениями фактом линейной зависимости n_e^0 от I_p .

Из графиков, приведенных на рис. 2 и 3, видно, что при малых концентрациях электронов σ линейно увеличивается с ростом n_e^0 , однако при дальнейшем увеличении n_e^0 этот рост сильно замедляется, в то время как согласно выражению для проводимости плазмы [4]:

$$\sigma(\omega) = K_{\sigma} \left(\frac{\omega}{\nu_e} \right) \frac{e^2 n_e \nu_e}{m(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (4)$$

она всегда должна быть линейной функцией n_e . (Здесь ν_e — частота соударений электронов, $K_{\sigma} \left(\frac{\omega}{\nu_e} \right)$ — функция, график которой приведен в [4]).

По формуле (4) был проведен расчет $\sigma(\omega)$ для условий эксперимента, результаты которого представлены на рис. 2 и 3 в виде штриховых прямых. При этом величина ν_e рассчитывалась просто как произ-

ведение тепловой скорости электронов на сечение, соответствующее тепловой скорости электронов [3] (результаты приведены в таблице). Для того чтобы как-то учесть неоднородность плазмы в качестве n_e в формуле (4) было взято просто среднее значение концентрации \bar{n}_e .

Из рисунков видно, что в области, где экспериментально обнаружена линейная зависимость σ от n_e^0 , теоретические и экспериментальные значения σ находятся в хорошем количественном согласии. В этом случае метод плоского конденсатора может применяться для измерения $\sigma(\omega)$. Из приведенных графиков следует также, что величина концентрации

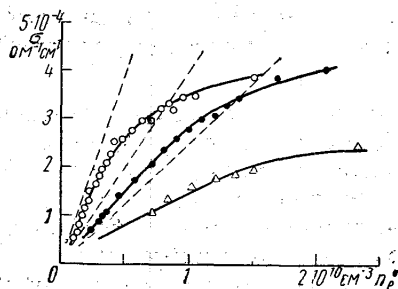


Рис. 3. То же, что на рис. 2. Экспериментальные точки: \circ — $p = 1,25$ мм рт. ст.; \bullet — $p = 4$ мм рт. ст.; \triangle — $p = 7,5$ мм рт. ст.

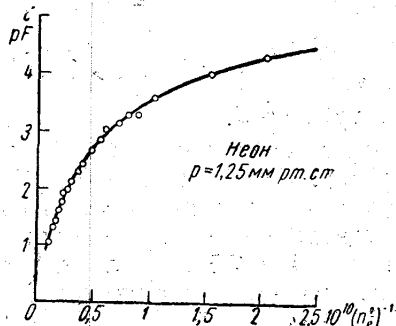


Рис. 4. Зависимость емкости конденсатора от концентрации электронов для $p = 1,25$ мм рт. ст.

электронов $n_{e\text{кр}}^0$, при которой происходит отступление от линейности в зависимости σ от n_e^0 , увеличивается с ростом давления газа.

Наблюдаемый на эксперименте отход от линейной зависимости σ от n_e^0 качественно хорошо согласуется с выводами работы [2]. В условиях эксперимента всегда выполнялись неравенства $\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg \omega_{Li}^2$ и $v_e^2 \gg \omega^2 \gg v_i^2$; где ω_{Li} и v_i — ленгмюровская частота и частота соударений ионов (величину v_i легко определить из данных о подвижности ионов [3]; она оказывается равной, $2,7 \cdot 10^7$ р сек⁻¹ мм рт. ст.⁻¹ для $T_i = 1000^\circ \text{K}$). В этом случае, как показано в [2], активное сопротивление плазменного конденсатора дается следующим выражением:

$$R = \frac{1}{S} \left[\frac{d}{\sigma} + \frac{4\pi v_i \omega_{Li}}{\omega^4} \left(\frac{v_{Te}}{\omega_{Le}} + \frac{2v_{Ti}}{v_i} \right) \right], \quad (5)$$

где S — площадь пластин, d — толщина слоя плазмы, v_T — тепловая скорость заряженных частиц. Из выражения (5) можно рассчитать величину $n_{e\text{кр}}^0$, считая, что отступление от линейности происходит тогда, когда член BR , связанный с наличием ионного компонента плазмы, составляет 10 % от величины $\frac{d}{\sigma}$. Соответствующий расчет дает значение $n_{e\text{кр}}^0 = 4 \cdot 10^{10}$ см⁻³ для давления $p = 4$ мм рт. ст. и $n_{e\text{кр}}^0 = 3 \cdot 10^{10}$ см⁻³ для $p = 0,25$ мм рт. ст. Как видно, неплохое количественное согласие имеется только при высоких давлениях. При давлении 0,25 мм рт. ст. экспериментальное и теоретическое значения $n_{e\text{кр}}^0$ различаются на порядок. Указанное расхождение, по-видимому, может быть объяснено влиянием неоднородности плазмы. Неоднородность плазмы должна быть особенно существенной в облас-

ти низких давлений, поскольку там параметр $\frac{\Lambda_e}{d}$ (Λ_e — длина свободного пробега электронов), характеризующий влияние пространственной дисперсии, оказывается достаточно большим. Точный же анализ влияния неоднородности плазмы встречает значительные математические трудности.

Остановимся коротко на экспериментальных результатах, относящихся к поведению емкости конденсатора C .

На рис. 4 в качестве примера приведена зависимость C от n_e^0 для давления $p=1,25$ мм рт. ст. Из графика видно, что с ростом n_e^0 величина C растет, приближаясь к некоторому постоянному значению. Это становится понятным, если воспользоваться представлением о слоях, толщина которых складывается из толщины диэлектрика, отделяющего пластины конденсатора от внутреннего объема разрядной трубки, и толщины пространственного заряда у стенок трубки. Толщина слоя пространственного заряда уменьшается с ростом n_e^0 , что и приводит к возрастанию C . При $n_e^0 \rightarrow \infty$ величина C должна определяться только наличием диэлектрического зазора и ее можно непосредственно рассчитать или независимо измерить. В условиях нашего эксперимента величина емкости, связанной с наличием диэлектрического зазора, оказалась равной 6 рФ, что удовлетворительно согласуется с приведенными на рис. 4 экспериментальными результатами.

Авторы выражают благодарность А. А. Рухадзе за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А. Ф., Кузовников А. А. ЖТФ, 33, 555, 1963.
2. Александров А. Ф. ЖТФ, 35, 226, 1965.
3. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1960.

Поступила в редакцию
18.7 1967 г.

Кафедра
электроники