

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ УДАРНО-СЖАТОГО АРГОНА В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

*Г. А. Козлов, А. В. Родионов, М. Е. Шаврин, В. И. Буренин, А. А. Шалыгин,  
Е. В. Рычагов, С. И. Сухов*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

На данный момент определение электрофизических свойств ударно-сжатых газов является важной научно-исследовательской задачей. В миллиметровом диапазоне длин волн данные измерения можно реализовать, с использованием бесконтактного не возмущающим процесс метода микроволновой диагностики. Эта диагностика имеет немалое число способов реализаций, один из которых – это применение теории классической эллипсометрии [1]. Эллипсометрия отлично зарекомендовала себя в оптическом диапазоне длин волн и позволяет с высокой точностью определять диэлектрические параметры различных сред. Научный интерес представляет применение данной теории в миллиметровом диапазоне.

## Эллипсометрическая методика измерений

В теории эллипсометрии утверждается, что линейно-поляризованная волна после отражения от границы раздела двух сред становится эллиптически-поляризованной. Состояние поляризации отраженной волны можно разложить на две составляющие  $s$ - (осциллирующая перпендикулярно плоскости падения) и  $p$ - (осцилляция волны параллельна плоскости падения). Используя два приемных канала можно измерить комплексный коэффициент отражения волн на  $p$ - и  $s$ - поляризациях.

Однако экспериментально, при эллипсометрических измерениях, определяют не сами коэффициенты отражения, а их отношения:

$$P = \operatorname{tg} \psi = \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}}, \quad \Delta = \varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp} \quad (1)$$

где  $\operatorname{tg} \psi$  показывает отношение амплитуд коэффициентов отражения для  $p$ - и  $s$ - волн, а параметр  $\Delta$  равен разности между фазовыми скачками этих волн при отражении. Также необходимо учитывать угол  $\vartheta_i$ , под которым зондируется поверхность исследуемого вещества.

Угловые параметры  $\psi$ ,  $\Delta$  и  $\vartheta_i$  называют эллипсометрическими параметрами. Из уравнений Максвелла, формул Френеля и закона Снеллиуса

данные параметры можно связать с диэлектрической проницаемостью и проводимостью следующим выражением [2]:

$$\varepsilon = \sin^2 \vartheta_i \left\{ 1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \vartheta_i (\cos^2 2\psi - \sin^2 2\psi \sin^2 \Delta)}{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{4\pi\sigma}{\omega} = \frac{\sin^2 \vartheta_i \operatorname{tg}^2 \vartheta_i \sin 4\psi \sin \Delta}{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2} \quad (3)$$

Эллипсометрия микроволновой диагностики реализуется с помощью радиоинтерферометра, который через передающий волновод облучает исследуемый объект электромагнитным колебанием известной формы и частоты. Отраженное электромагнитное колебание поступает на два приемных волновода, соединенных с приемными каналами радиоинтерферометра. Зондирующая частота радиоинтерферометра  $\nu = 94$  ГГц ( $\lambda = 3,2$  мм).

В эксперименте антенны, возбуждаемые прямоугольным диэлектрическим волноводом, представляют собой конический диэлектрический рупор. Из-за технических особенностей изготовления этих антенн, излучаемые (принимаемые) ими поля эллиптически поляризованы. Для проведения эллипсометрических измерений необходимо, чтобы передающая и приемные антенны имели линейную поляризацию. Поэтому был сконструирован поляризатор, состоящий из параллельных равноудаленных друг от друга  $h = 800$  мкм медных проволок диаметром  $d = 120$  мкм. Поляризатор клеился на торец рупора диэлектрической антенны.

Приемные антенны имеют поляризации, ортогональные друг к другу – рис. 1, одна из которых перпендикулярна плоскости падения. Также линейную поляризацию имеет передающая антенна. Причем, если азимутальный угол падающей волны равен

$\alpha_i = 45^\circ$ , то отношение  $\frac{A_{\parallel}}{A_{\perp}} = \operatorname{tg} \alpha_i = 1$  и соответ-

ственно величина  $P = \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} = \frac{R_{\perp} A_{\parallel}}{A_{\perp} R_{\parallel}} = \frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}$  зависит только

от отношения принятых амплитуд.

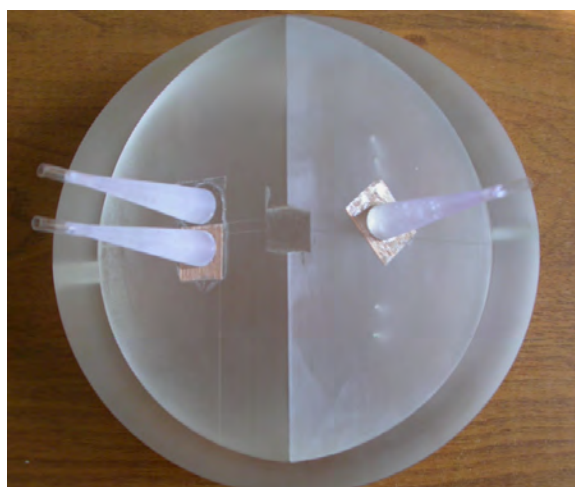


Рис. 1. Приемные и передающие антенны с поляризаторами

### Постановка задачи

При проведении экспериментов по определению электрофизических параметров ударно-сжатых газов в миллиметровом диапазоне длин волн имеются три существенные области для исследования. В первую область относятся процессы с «малой» скоростью распространения ударной волны, при которой ионизация газа мала: электромагнитные волны проникают сквозь ионизированный газ и практически не отражаются от него.

К второй области относятся процессы со «средней» скоростью распространения ударной волны, при которой ионизация газа уже существенна для отражения электромагнитных волн и именно в этой области имеется возможность определять электрофизические параметры ударно-сжатого газа.

В процессах с «высокой» скоростью, ионизация газа настолько велика, что возникает проблема, связанная с лучистым теплообменом во фронте ударной

волны: электромагнитные волны отражаются от слоя «высвеченного» газа и практически не достигают фронта ударной волны, т. е. становится невозможно определить электрофизические свойства ударно-сжатого газа.

В данной работе предложена методика определения электрофизических свойств ударно-сжатых газов для процессов второй области.

### Постановка эксперимента

Проводился эксперимент по определению комплексной диэлектрической проницаемости ударно-сжатого аргона, применяя эллипсометрическую методику измерений. Общий вид экспериментальной сборки с изображением нагружающего устройства, и системой приемных и передающих антенн показан на рис. 2. Начальное давление аргона внутри области газонаполнения, составляло 1 атм.

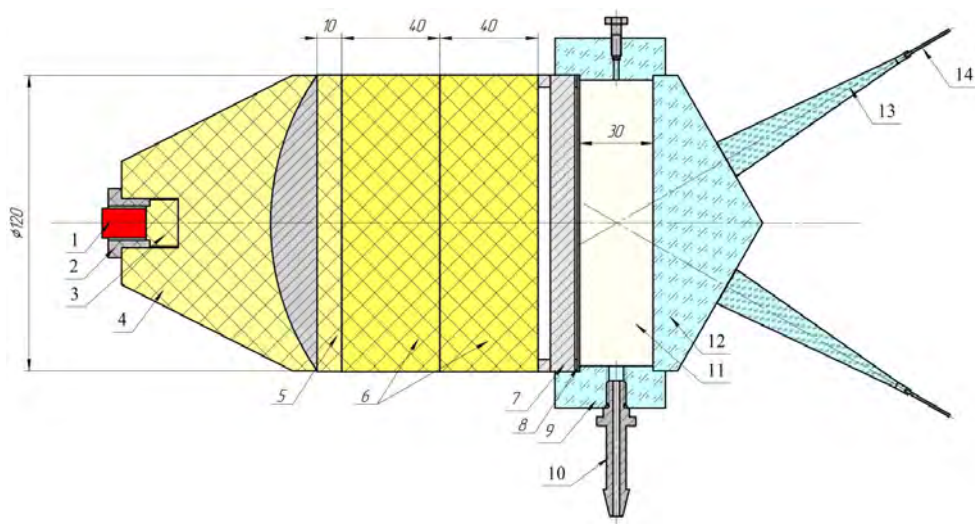


Рис. 2. Общий вид экспериментальной сборки: 1 – электродетонатор; 2 – розетка; 3 – промежуточный детонатор; 4 – плосковолновой генератор; 5 – ВВ-120×10 – 1 шт.; 6 – ВВ-120×40 – 2 шт.; 7 – ударник – 120×10; 8 – экран – 120×1; 9 – корпус; 10 – штуцер; 11 – исследуемый газ (аргон); 12 – подложка ПММА; 13 – излучатели радиointерферометра; 14 – диэлектрические волноводы

## Результат эксперимента

Результатом эксперимента являются две интерферограммы на ортогональных  $p$ - и  $s$ - поляризациях – рис. 3.

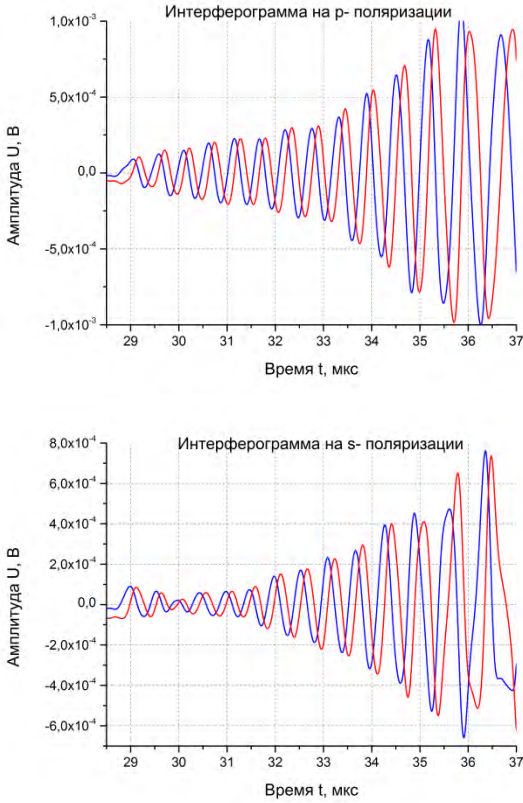


Рис. 3. Экспериментальные интерферограммы

Цифровая обработка интерферограмм дала значение фаз  $\varphi_{\parallel}(t)$ ,  $\varphi_{\perp}(t)$  и амплитуд  $R_{\parallel}(t)$ ,  $R_{\perp}(t)$  принятых сигналов. Калибровочные параметры  $R_{\perp}^k$ ,  $R_{\parallel}^k$ ,  $\varphi_{\perp}^k$ ,  $\varphi_{\parallel}^k$  определялись в момент, когда металлический экран экспериментальной сборки неподвижен.

Далее определялись основные эллипсометрические параметры  $\Delta(t)$  и  $\psi(t)$  по следующим формулам:

$$\Delta(t) = \varphi_{\parallel}(t) - \varphi_{\perp}(t) - (\varphi_{\parallel}^k - \varphi_{\perp}^k - \pi) \quad (4)$$

$$\psi(t) = \arctan \frac{R_{\perp}(t)R_{\parallel}^k}{R_{\parallel}(t)R_{\perp}^k} \quad (5)$$

Угол зондирования  $\vartheta_i(t)$  определялся по геометрическим размерам экспериментальной сборки.

Поставляя полученные параметры в эллипсометрические формулы (2) и (3), вычислялась диэлек-

трическая проницаемость и проводимость ударно-сжатого аргона.

$$\varepsilon(t) = \sin^2 \vartheta_i(t) \left\{ 1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \vartheta_i(t) (\cos^2 2\psi(t) - \sin^2 2\psi(t) \sin^2 \Delta(t))}{(1 + \sin 2\psi(t) \cos \Delta(t))^2} \right\} \quad (6)$$

$$\frac{4\pi\sigma(t)}{\omega} = \frac{\sin^2 \vartheta_i(t) \operatorname{tg}^2 \vartheta_i(t) \sin 4\psi(t) \sin \Delta(t)}{(1 + \sin 2\psi(t) \cos \Delta(t))^2} \quad (7)$$

Результаты представлены на рис. 4.

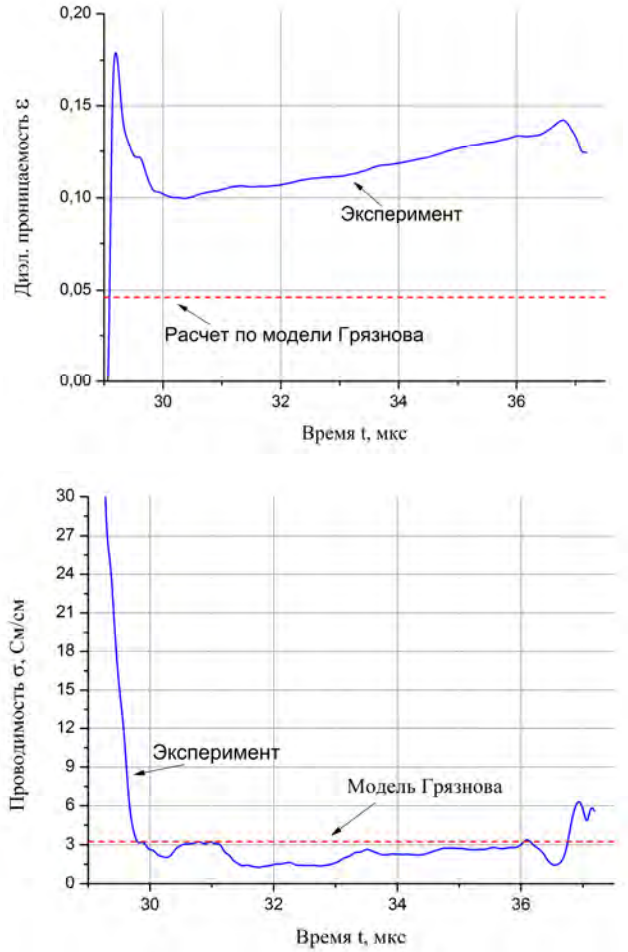


Рис. 4. Изменение диэлектрической проницаемости и проводимости ударно-сжатого аргона

Анализ экспериментальных результатов по нормальному зондированию ударно-сжатого аргона, с аналогичным нагружающим устройством, показал что, ударная волна по газу движется практически равномерно, со средней скоростью  $D_{cp} = 3,5$  км/с по базе  $h = 10$  мм.

Определение средней скорости движения ударной волны в эллипсометрическом опыте, по базе движения  $h = 30$  мм, возможно только по отчетам времени интерферограммы начала и конца движения

ударной волны. Её среднее значение равно  $D_{cp} = 3,5$  км/с. Следовательно, ударная волна в эллипсометрическом опыте также движется практически равномерно.

Диэлектрическая проницаемость и проводимость ударно-сжатого аргона, вычисленная по модели Грязнова [2] имеет следующие значения  $\varepsilon = 0,046$ ,  $\sigma = 3,24$  См/см. На рис. 4 показано пунктирной линией.

По рис. 4 видно, что экспериментальное значение проводимости удовлетворительно согласуется с расчетными данными с использованием модели Грязнова. Экспериментальная диэлектрическая проницаемость больше в два раза модельного значения, но при этом близка к нулю, что подтверждает отражению радиоволн от фронта ударной волны. Для более детального анализа, необходимо проводить независимое измерение скорости фронта ударной волны при нормальном зондировании поверхности фронта УВ.

### Выводы

Метод эллипсометрии микроволновой диагностики позволяет определять диэлектрическую проницаемость и проводимость ударно-сжатого газа.

Анализ полученных результатов на данный момент требует последующих измерений для статистической оценки полученных данных так и самой методики измерения.

Главным результатом измерений является то, что по комплексной диэлектрической проницаемости плазмы газа можно определить концентрацию электронов и частоту соударения электронов с атомами. В свою очередь, данные значения позволяют проводить верификацию уравнения состояния ударно-сжатых газов.

### Литература

1. Электромагнитная теория распространения, интерференции и дифракции света Max Born & Emil Wolf / Под ред. Г. П. Мотулевич. Москва 1973.
2. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Иосилевский И. Л., Фортов В. Е. Термодинамические свойства неидеальной плазмы аргона и ксенона // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 546–585.
3. Великодный В. Ю., Битюрин В. А. Распространение и структура фронта ударной волны в ионной плазме при наличии отрицательно заряженных наночастиц (кластеров, пылинок) // Прикладная физика, 2002. № 5, С. 90–98