

Кафедра информационно-измерительных  
систем и физической электроники

Курс: Методы оптико-спектральной диагностики комплексной плазмы

**Лабораторная работа**

**Определение коэффициента диффузии пылевых частиц методом  
корреляционной спектроскопии**

Петрозаводск, 2015

## Введение

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества.

Пыль и пылевая плазма широко распространены в космосе, они присутствуют в планетных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках. Пылевая плазма обнаружена вблизи искусственных спутников земли и космических аппаратов, в термоядерных установках с магнитным удержанием, в технологических установках при изготовлении объектов микро и нано электроники. Наконец, комплексная плазма активно исследуется в лабораторных условиях.

В настоящее время существует множество методов для изучения пылевой низкотемпературной плазмы, упорядоченных пылевых структур. Один из них — корреляционная спектроскопия [1].

Методы корреляционной спектроскопии применяются в основном для исследования размеров взвешенных дисперсных частиц, находящихся в исследуемой жидкости. В данной работе метод использован для измерения коэффициентов диффузии пылевых частиц в плазме

Коэффициент диффузии - это одна из основных кинетических характеристик плазменно-пылевых структур. Знание коэффициента диффузии, как одного из параметров упорядоченности структуры и одновременно величины, характеризующей колебания частиц, дает возможность исследовать процессы кристаллизации и плавления структуры на кинетическом уровне. Диффузия в пылевой плазме рассматривается как самодиффузия. Данный процесс отличен от диффузии газов, жидкостей или твердых тел, связанной с взаимным распространением частиц различных веществ вследствие их броуновского движения. В случае пылевой плазмы, диффузия представляет собой колебания заряженных пылевых частиц из-за флуктуаций заряда частиц во времени и изменения внешних параметров среды, а также из-за взаимодействия частиц в структуре.

Цель данной работы – познакомить студентов не только с интереснейшим объектом современной физики – комплексной плазмой, но и с одним из интереснейших физических явлений – интерференцией интенсивностей и ее использованием для изучения окружающего мира.

## Интерференция интенсивностей

В оптике световое поле описывается комплексной функцией  $f(r,t)$ . Ей можно придать и физический смысл, например, считать, что это величина, пропорциональная напряженности электрического (или магнитного) поля в световой волне. Тогда станет очевидно, что среднее значение  $Mf(r,t) = 0$ . На опыте измерима интенсивность излучения:

$$I = \overline{f(r,t)^* f(r,t)} = \overline{|f|^2}. \quad (1)$$

(В дальнейшем оператор  $M$  и черта сверху означают одно и то же: среднее значение или математическое ожидание).

Для стабильных источников излучение – стационарный процесс. Стационарность означает, что все характеристики, в том числе  $Mf(r,t)$  и интенсивность, не меняются со временем. Такие процессы характеризуются также функцией корреляции

$$\Gamma(\rho, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f^*(r,t) f(r+\rho, t+\tau) dt. \quad (2)$$

Если условия эксперимента таковы, что проявляется корреляция полей в одной и той же точке пространства, но относящихся к разным моментам времени, то говорят о временной корреляции

$$\Gamma(\tau) = \overline{f(t)^* f(t+\tau)}; \quad \gamma(\tau) = \Gamma(\tau) / I \quad (3)$$

Нормированную функцию корреляции  $\gamma(\tau)$  называют комплексной степенью временной когерентности,  $|\gamma(\tau)|$  – степенью временной когерентности. Когда  $\gamma(\tau)$  отлично от 0, между волнами, испущенными источником в различные моменты времени наблюдается интерференция.

Об интерференции интенсивностей говорят, когда среднее значение произведения интенсивностей двух волн больше произведения средних интенсивностей, что свидетельствует о том, что функции  $f(t)$  и  $f(t+\tau)$  не независимы. Эффект наблюдается, если  $\tau$  меньше времени когерентности для исследуемого излучения.

Для его описания вводят понятия: мгновенная интенсивность  $J_1(t)$  (не усредненная по времени) и функция корреляции интенсивностей  $Q(\tau)$ . При наложении двух полей:

$$J_1(t) = |f(t)|^2; \quad J_2(t+\tau) = |f(t+\tau)|^2; \quad (4)$$

$$Q(\tau) = \overline{J_1(t) J_2(t+\tau)} = \overline{f(t) f^*(t) f(t+\tau) f^*(t+\tau)} = \Gamma^{(4)} \quad (5)$$

$\Gamma^{(4)}$  называют функцией корреляции четвертого порядка или функцией корреляции интенсивностей.

Можно показать, что при наложении сигналов равной интенсивности  $I$ , являющихся результатом излучения большого числа независимых атомов (что почти всегда и происходит)

$$\Gamma^{(4)} = I^2 (1 + |\gamma|^2). \quad (6)$$

### Измерение коэффициента диффузии

Пусть плоская монохроматическая волна  $A \exp(ik_0 r - i\omega_0 t)$  рассеивается на 2 частицах; одну поместим в начало координат (0), другую – в точку  $T(r_a)$  (рис. 1).

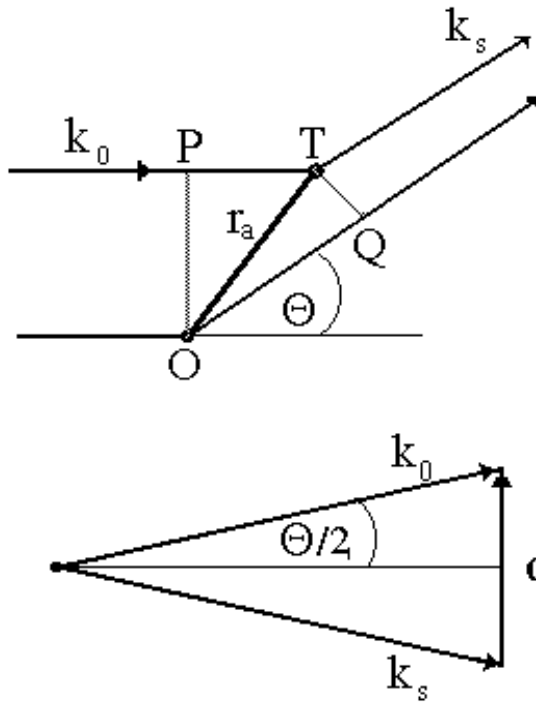


Рисунок 1. Рассеяние на частицах

В направлении наблюдения рассеяния, определяемым волновым вектором  $k_s$ , разность фаз рассеянных волн  $\Delta\varphi = |k| (OQ - PT)$ :

$$OQ = |r_a| \cos(k_s \wedge r_a); \quad |k| OQ = (k_s, r_a)$$

(скалярное произведение векторов равно произведению модулей на косинус угла между ними, поэтому, домножив  $OQ$  на  $|k| = (2\pi/\lambda)$ , получаем скалярное произведение  $k_s$  и  $r_a$ , аналогично поступаем с  $PT$ ),

$$PT = |r_a| \cos(k_0 \wedge r_a); \quad |k| PT = (k_0, r_a),$$

$$\Delta\varphi = (k_0 - k_s, r_a) = (q, r_a), \quad \text{где } q = k_0 - k_s = 2(2\pi/\lambda) \sin(\theta/2).$$

Если в рассеивающем объеме  $N$  частиц, каждая частица из координаты  $r_j$ , где она находилась в момент  $t = 0$ , за время  $\tau$  переместится в точку  $r_k$ , то, заменяя усреднение по времени усреднением по ансамблю частиц получим

$$\Gamma(\tau) = M \left\{ \sum_{j=1}^N A \exp[-iq r_j(0)] \sum_{k=1}^N A \exp[-iq r_k(\tau)] \right\} \exp(-i\omega_0 t) \quad (7)$$

Если считать движения частиц независимыми, то средние произведения слагаемых, относящихся к разным частицам, равны 0 [2]

$$\Gamma(\tau) = A^2 N \cdot M \{ e^{-iq[r(\tau) - r(0)]} \} \exp(-i\omega_0 t) = A^2 N \cdot M \{ e^{-iqR} \} \exp(-i\omega_0 t), \quad (8)$$

т. к.  $A^2 N$  – это интенсивность рассеяния, то  $\gamma(\tau) = M \{ e^{-iqR} \} \exp(-i\omega_0 t)$ ,

$$M \{ e^{-iqR} \} = \int G(R, \tau) e^{iqR} d^3 R \quad (9)$$

Здесь  $G(R, \tau)$  в соответствии с определением понятия «математическое ожидание» [2] – вероятность того, что частица, находящаяся в момент времени  $t = 0$  в начале координат, переместится за время  $\tau$  в точку  $R$ .

Когда частиц много, то их количество в каком-то месте (концентрация  $U$ ) пропорционально вероятности оказаться в этом месте [2], поэтому вероятность перемещения частиц подчиняется такому же уравнению, что и концентрация частиц, т. е. уравнению диффузии [3]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \text{div}(D \text{grad} U) - \alpha U + F, \quad (10)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии,  $\alpha$  – доля поглощаемых средой частиц, а  $F$  – интенсивность источника частиц. Если в среде нет поглощения и появления частиц, учитывая пропорциональность величин  $U$  и  $G$ , получаем:

$$\frac{\partial G}{\partial t} = D \nabla^2 G. \quad (11)$$

В одномерном случае этому уравнению удовлетворяет

$$G = \frac{2}{\sqrt{\pi D t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D t}\right).$$

Подставив это в интеграл (9), имеем [5]:

$$M\{e^{-iqR}\} = \frac{2}{\sqrt{\pi D \tau}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D \tau} + i q x\right) dx = e^{-D q^2 \tau}. \quad (12)$$

Следовательно,  $|\gamma(\tau)| = \exp(-D q^2 \tau)$ , а нормированная функция корреляции интенсивности (см.(6))

$$g^{(4)} = [\Gamma^{(4)} - \Gamma^2] / \Gamma^2 = |\gamma(\tau)|^2 = \exp(-2 D q^2 \tau). \quad (13)$$

Измеряя функцию корреляции интенсивности рассеянного света под известным углом к направлению его распространения, определяем коэффициент диффузии частиц.

### Экспериментальная установка.

Эксперимент проводится на установке для изучения физики пламенно – пылевых структур, АРМ «Плазменный кристалл». Схема установки показана на рис. 2.

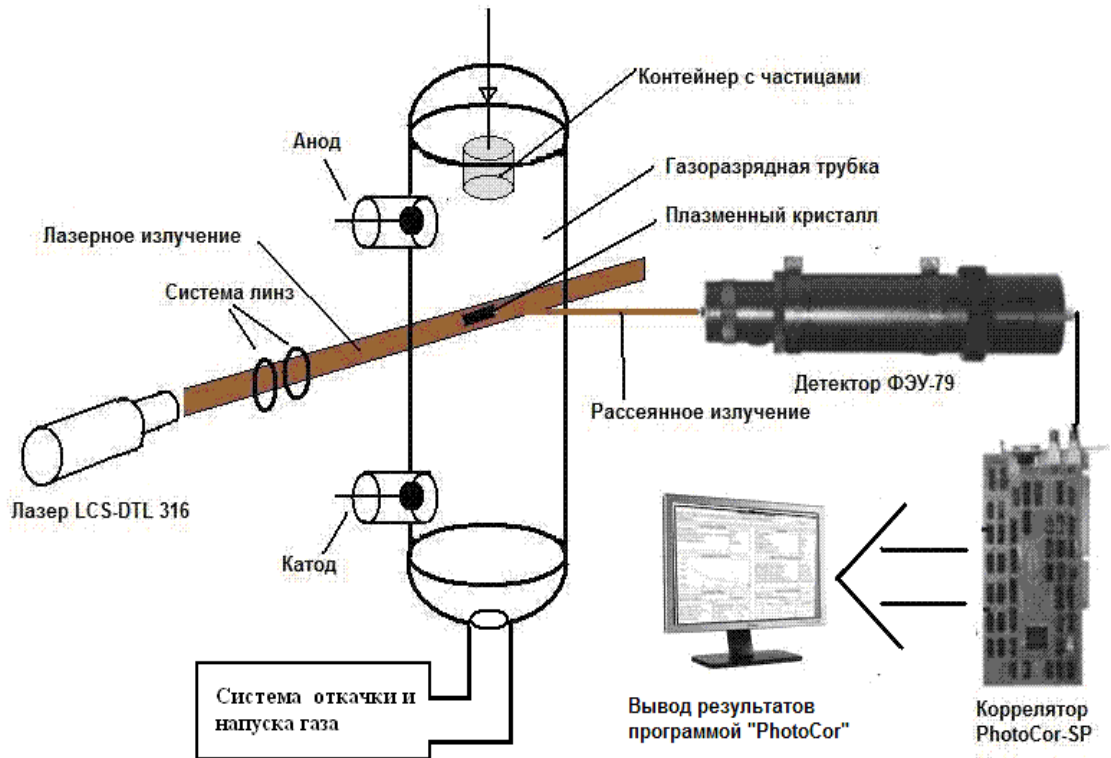


Рисунок 2. Схема установки

Стеклянная разрядная трубка, в плазме тлеющего разряда которой формируется пылевой плазменный кристалл, откачивается до  $10^{-4} - 10^{-5}$  Торр и заполняется рабочим газом. Схема системы откачки и заполнения газом представлена на рис. 3.

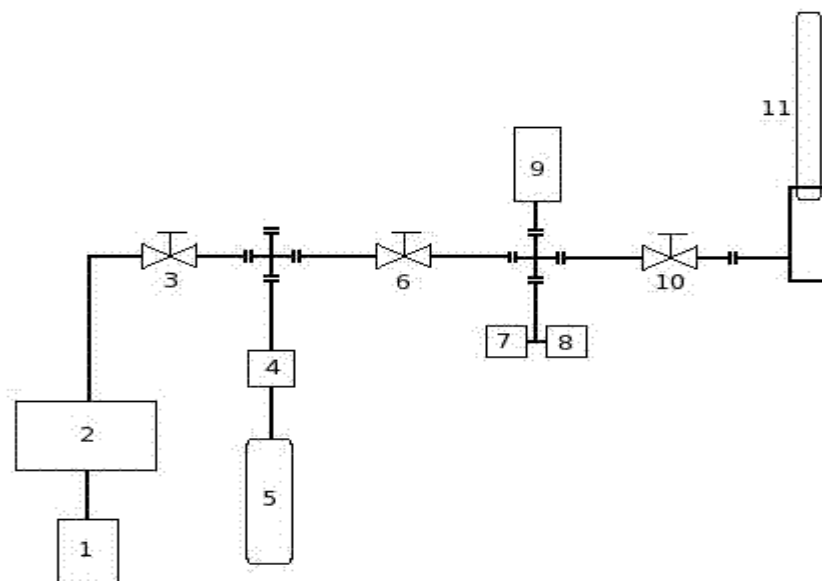


Рисунок 3. Схема вакуумной системы

1 – форвакуумный насос; 2 – диффузионный насос; 3, 6, 10 – вакуумные краны; 4 – ручной игольчатый натекатель; 5 – баллон с плазмообразующим газом; 7 – термопарный преобразователь ПМТ-2; 8 – ионизационный преобразователь ПМИ-2; 9 – датчик давления «Баратрон»; 11 – разрядная трубка

Питание разряда осуществляется от высоковольтного блока питания постоянного тока через балластное сопротивление. Размер балластного сопротивления может принимать значения 15, 30, 100, 220 или 340 кОм. Ток через трубку контролируется по миллиамперметру. Катодом служит нижний электрод, а анодом – верхний. Материал электродов – никель. Диаметр трубки – 3 см. Для вброса частиц во время эксперимента применяется металлический контейнер (рис. 2), встряхиваемый с помощью магнита.

Блок регистрации корреляционных функций состоит из фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), который используется в качестве детектора рассеянного излучения, коррелятора и программы, реализующей получение данных в режиме реального времени, сохранение и обработку сохранённых данных. Подробная схема представлена на рис. 4.



Рисунок 4. Схема эксперимента по регистрации корреляционных кривых

Излучение лазера, которым «освещаются» пылевые частицы, образующие структуру, рассеивается на объекте. Рассеянное излучение детектируется ФЭУ под определенным углом (обычно угол равен  $90^\circ$ ), откуда сигнал поступает на плату-коррелятор. Это аппаратно-программный комплекс, который вычисляет значения корреляционной функции [4].

Коррелятор содержит две основные составляющие — набор каналов и схему сравнений. Набор каналов — это ячейки памяти, способные хранить значения, записываемые в них, а схема сравнений, оперируя со значениями, записанными в каналы, рассчитывает точки корреляционной функции

Допустим, что с ФЭУ на коррелятор поступает сигнал (фотоотсчеты) в течение некоторого времени  $\tau_0$ . В первом канале сохраняется величина накопленного сигнала  $J(t)$  (количество фотоотсчетов) за время  $\tau_0$ , далее коррелятор переключается на второй канал, в котором накапливается значение в течение времени  $\tau_0$  и сохраняется величина сигнала и так далее до  $n$ -ого канала. После заполнения  $n$ -го канала схема производит вычисление произведения сигналов в моменты времени  $t$  и  $t+\tau$   $\{J(t)*J(t+\tau)\}$ , где время  $\tau = k\tau_0$ , т.е. сигналов в двух каналах, номера которых отличаются на  $k$ .

В зависимости от установленного экспериментатором времени задержки  $\tau_0$  (Sample time) коррелятор предоставляет определённое количество каналов (64-256).

По окончании вычислений программа выдает текстовый файл с усредненными по всем каналам произведениями  $J(t)*J(t+k\tau_0)$ , для  $k$  от 0 до  $n$ , т.е. функцию  $\Gamma^4$ .

### Порядок работы

Откачать разрядную трубку, заполнить рабочим газом до указанного преподавателем давления (см. рис. 3), включить питание разряда и установит требуемый ток разряда, вбросить пылевые частицы. Эти операции выполняются под наблюдением преподавателя или инженера.

Настроить систему регистрации корреляционной функции. Для юстировки установки (рис. 5) используется подстроечный полупроводниковый лазер. Юстировку проводить только при выключенном ФЭУ! Мы направляем луч подстроечного лазера так, чтобы он

точно попадал на объект исследования (пылевую структуру). Добившись этого, мы устанавливаем детектор (ФЭУ) таким образом, чтобы луч подстроечного лазера, осветив нужную нам часть кристалла, прошёл через внешнюю диафрагму и попал на внутреннюю щель ФЭУ. Для достижения этого можно подвинуть линзу, находящуюся между диафрагмой и щелью, с помощью специальных винтов. Далее включаем "рабочий" лазер, и настраиваем его так чтобы лучи подстроечного и "рабочего" лазера совпадали по высоте, после чего выключаем подстроечный лазер. В результате рассеянное на кристалле излучение оптимально попадает в ФЭУ под нужным нам углом, где преобразуется в электрический сигнал, мощность которого зависит от интенсивности излучения, попавшего на детектор.

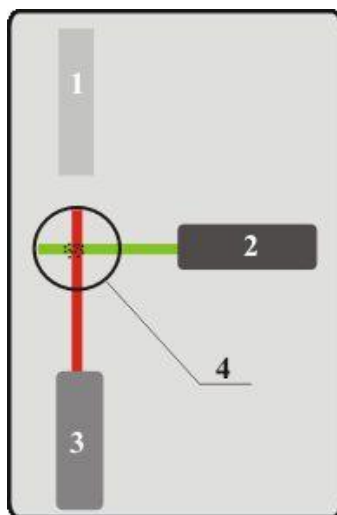


Рисунок 5. Схема юстировки, вид сверху (1 – детектор, 2 – «рабочий» лазер ( $\lambda=532$  нм), 3 – «подстроечный» лазер, 4 – трубка с частицами).

Включить коррелятор. Подобрать подходящее значение *sample time*. Выполнить измерения  $\Gamma^4$  несколько раз. По каждому измерению найти функцию  $g^4$  согласно формуле (13), используя в качестве  $\Gamma^2$  значение  $\Gamma^4$  при максимальном  $\tau$ .

Построить график  $g^4$  и  $\ln(g^4)$  для каждого измерения. Из прямых  $\ln(g^4)$  найти коэффициенты диффузии частиц, учитывая, что длина волны рабочего лазера 532 нм, угол рассеяния  $90^\circ$ .

Отчет должен содержать краткое описание методики измерений, графики ( $g^4$ ), доверительный интервал, в котором значение коэффициента диффузии лежит с вероятностью 90%.

## Литература

1. Интерференция интенсивностей как метод спектроскопии сверхвысокого разрешения, способ измерения диаметра звезд и размеров микрочастиц <http://dfe.petsu.ru/koi/posob/quant/intint.zip>
2. Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей : учебник. – М. : Едиториал УРСС, 2005–448с
3. Физическая энциклопедия. Т. 1 / М.: Советская энциклопедия, 1988. – С. 685. Режим доступа: [http://femto.com.ua/articles/part\\_1/1083.html](http://femto.com.ua/articles/part_1/1083.html)
4. Спектрометр динамического рассеяния света Photocor Complex [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.photocor.ru/dls-instrument/>
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений /М. Физматгиз, 1963, С. 321.