

## Литература

- [1] E. Archbold, A. E. Ennos. Opt. Acta, 19, 253, 1972.
- [2] Н. Г. Власов, Ю. П. Пресняков. В сб.: Оптическая голография, 51. ЛДНТП, Л., 1972.
- [3] D. E. Duffy. Appl. Opt., 11, 1178, 1972.
- [4] Н. Fujii, Т. Asakura. Opt. Commun., 11, 35, 1974.
- [5] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1973.

Поступило в Редакцию 27 сентября 1976 г.

УДК 538.2.08:5.01

## ВЫБОР РАЦИОНАЛЬНОГО АЛГОРИТМА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ В МЕТОДАХ «ЛОКАЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ» ПЛАЗМЫ

В. П. Козлов и Л. А. Луизова

Методы локальной спектроскопии, т. е. определения коэффициентов излучения и поглощения неоднородной плазмы в данной точке пространства, широко разрабатываются для источников света, обладающих осевой симметрией. В этом случае принципиально устанавливается однозначная связь между распределением спектральной энергетической яркости поверхности источника  $b(\lambda, x)$  вдоль направления  $x$ , перпендикулярного оси источника и оси наблюдения, и радиальным распределением «коэффициента излучения»  $\varepsilon(\lambda, r)$ , величины, пропорциональной мощности спонтанного излучения единицы объема плазмы [1],

$$b(\lambda, x) = 2 \int_x^{r_0} \frac{\varepsilon(\lambda, r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (1)$$

$r_0$  — радиус границы источника.

Для упрощения рассуждений мы будем рассматривать ниже случай оптически «тонкой» неоднородной плазмы, для которой справедливо соотношение (1), хотя нет принципиальных препятствий к обобщению сделанных ниже выводов на все методы локальной спектроскопии, применимые к плазме произвольной оптической толщины [2-4].

Решение интегрального уравнения (1) при экспериментально определенной функции  $b(x)$  представляет собой типичную «некорректную» задачу [5], поэтому неудивительно, что большое число работ посвящено изложению различных вычислительных алгоритмов нахождения искомого распределения  $\varepsilon(r)$ . Устойчивость решения к случайным погрешностям эксперимента достигается либо за счет описания искомого функции кривыми, определяемыми небольшим числом параметров [3, 6, 7], либо за счет предварительного «сглаживания» экспериментальных кривых [8], либо за счет использования априорной информации о «гладкости» искомого функции [9].

Экспериментатор, поставленный перед необходимостью выбрать наилучший метод обработки своих результатов, не имея объективных критериев качества алгоритма, часто действует на основе непринципиальных соображений. Такой подход может иногда привести, если не к ошибочным результатам, то, во всяком случае, к неоправданной потере машинного и рабочего времени.

Например, видно, что радиальные распределения, полученные в работе [9], могут быть в пределах погрешностей их определения описаны двухпараметрическими кривыми, поэтому в этом случае сложной математической обработки результатов можно было бы избежать. Но при более «точных» измерениях неоправданное использование упрощенных методов обработки [6] может привести к потере полезной информации об объекте исследования.

Поэтому естественно возникает вопрос: сколько независимых параметров, характеризующих состояние объекта исследования (в нашем случае функцию  $\varepsilon(r)$ ), можно определить в данном эксперименте, т. е. при условии, что выполнены измерения  $b(x)$  в определенном числе точек  $x$  и известна точность измерения.

Для ответа на поставленный вопрос необходимо знать не только свойства измерительной системы, но и четко представлять себе, какими сведениями об объекте исследования мы располагаем. Если нет почти никакой информации об  $\varepsilon(r)$ , то приходится использовать модель «дискретных слоев» [3, 4]. Оценка точности определения параметров модели основана, как известно, на анализе информационной матрицы Фишера [11, 14], однако элементы ее могут быть вычислены лишь после задания числа слоев и положений их границ, таким образом, подбор рациональной модели приходится вести методом «проб и ошибок».

В работах [6, 10] рассматривается вопрос о методах решения некорректной задачи при условии, что уже имеется весьма представительный набор возможных реализаций искомого распределений, полученных в результате экспериментов, выполненных прямым методом, но, к сожалению, никакими методами измерения локальных коэффициентов излучения  $\epsilon(r)$  неоднородной плазмы мы не располагаем, а теоретические расчеты основаны на моделях состояния плазмы, которые сами нуждаются в экспериментальной проверке. В то же время экспериментатор располагает, как правило, достаточно представительным набором непосредственных результатов эксперимента: распределений  $b(x)$  для различных спектральных линий, различных условий возбуждения спектра, различных частот внутри контура каждой линии.

Для определенности будем считать, что измерения  $b(x)$  выполнены в  $n$  дискретных точках  $x_i$ , тогда каждое конкретное измерение  $b^{(k)}$  можно представить точкой в  $n$ -мерном пространстве. Набор распределений  $b(x)$  сосредоточен в некоторой области  $R$   $n$ -мерного пространства, «центр» этой области имеет координаты  $(\bar{b}_1, \bar{b}_2, \dots, \bar{b}_n)$ , где  $\bar{b}_i$  — средний по всем распределениям отсчет системы в точке  $x_i$ . В этом же пространстве можно построить корреляционный эллипсоид погрешностей  $b(x)$ , т. е. область, в которую попадают различные результаты измерения одного и того же распределения  $b^{(k)}(x)$ . Очевидно, что в направлениях, в которых эллипсоид «ошибок» выходит за пределы области  $R$ , результаты экспериментов практически неразличимы, и поэтому эффективная размерность  $q$  пространства результатов эксперимента меньше  $n$  [10], т. е. на самом деле достаточно  $q$  независимых параметров для описания кривой  $b(x)$ . Как показано в работе [10], для определения  $q$  нужно найти число собственных значений «информационной матрицы»  $AW^{-1}$ , больших единицы. Матрица  $AW^{-1}$  представляет собой произведение ковариационной матрицы результатов эксперимента  $A$

$$A_{ij} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M [b_i^{(k)} - \bar{b}_i] [b_j^{(k)} - \bar{b}_j] \quad (2)$$

( $M$  — число зарегистрированных распределений  $b^{(k)}(x)$ ) и обратной ковариационной матрицы  $W$  экспериментальных «ошибок» [11].

Очевидно, искомое распределение  $\epsilon^{(k)}(r)$ , связанное с  $b^{(k)}(x)$  линейным преобразованием (1), не может требовать для своего полного описания большего числа независимых параметров, чем необходимо для описания  $b^{(k)}(x)$  [16].

В частном случае, когда  $b^{(k)}$  представлено в виде ряда по ортонормированным векторам  $U_i(x)$

$$b^{(k)}(x) = \bar{b}(x) + \sum_{i=1}^q C_i U_i(x), \quad (3)$$

получим, используя «обращение» уравнения Абеля (1),

$$\epsilon^{(k)}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{1}{\sqrt{x^2 - r^2}} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \bar{b}(x) + \sum_{i=1}^q C_i U_i(x) \right] dx, \quad (4)$$

т. е.  $\epsilon^{(k)}$  содержит те же  $q$  параметров  $C_i$ .

В качестве  $U_i$  следует выбрать собственные векторы матрицы  $AW^{-1}$ , соответствующие собственным числам, большим единицы.

Таким образом, мы не только находим, каким числом независимых параметров можно характеризовать «индивидуальность» каждого конкретного результата эксперимента, но и по существу приходим к новой программе получения и обработки результатов.

Традиционная схема методов локальной спектроскопии, в том числе и реализуемых с применением автоматизированных систем сбора информации, сопряженных с ЭВМ [12, 15], состоит в повторении цикла: регистрация  $b^{(k)}(x)$ , усреднение результатов повторных измерений  $b^{(k)}(x)$ , радиальное преобразование к  $\epsilon^{(k)}(r)$  столько раз, сколько распределений  $\epsilon(r)$  нужно получить при решении данной экспериментальной задачи, а это число может быть порядка 100 или даже 1000. Затем следует интерпретация результатов. Если измерения  $b(x)$  проведены с невысокой точностью, то и модели  $\epsilon(r)$  получаются с малым числом параметров, и результаты для различных объектов оказываются весьма «похожи», однако если метод радиального преобразования не содержит корректной оценки погрешностей результатов [6], то сделать обоснованный вывод об их различимости довольно трудно. Если точность эксперимента высока и  $\epsilon(r)$  описывается большим числом параметров, то радиальное преобразование требует применения статистической регуляризации и поэтому поглощает львиную долю машинного времени при обработке результатов.

Предлагаемая схема: измерение всего массива распределений  $b(x)$ , построение ковариационной матрицы погрешностей измерения  $W$  с помощью одного из распределений  $b^{(k)}(x)$ , вычисление  $\bar{b}$ , вычисление  $AW^{-1}$  и векторов  $U_i$ , вычисление  $C_i$ , радиальное преобразование  $\bar{b}$  и  $U_i$ , определение всех  $\epsilon^{(k)}(r)$  с помощью  $C_i$  — требует значительно меньшего машинного времени, так как здесь радиальному преобразованию подвергается всего несколько распределений. При этом следует учесть, что рас-

предела  $\bar{b}$ ,  $U_i$  найдены с точностью, намного превосходящей точность измерения отдельного распределения  $b^{(k)}(x)$ , и к ним можно применять «слоистые» алгоритмы преобразования с большим числом слоев. Кроме того, облегчается физическая интерпретация эксперимента в целом, так как коэффициенты разложения  $C_i$  «автоматически» осуществляют классификацию результатов [13].

Предлагаемая схема применена к анализу возможностей автоматизированного спектроскопического комплекса [15], разработанного в лаборатории газовой электроники Петрозаводского университета.

Описание схемы установки, детальное изложение методов получения и обработки результатов и их обсуждение готовится к публикации.

### Литература

- [1] Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969.
- [2] Методы исследования плазмы (под ред. В. Лохте-Хольтгревена). «Мир», 1971.
- [3] Г. А. Колобова. Изв. вузов, физика, 75, 1967.
- [4] С. И. Крылова, Л. А. Луизова, А. Д. Хахаев. Опт и спектр., 37, 1037, 1971.
- [5] В. Ф. Турчин, В. П. Козлов, М. С. Малкевич. Усп. физ. наук, 102, 345, 1970.
- [6] К. Ф. Кноше, К. Deitrich. Beitr. Plasmaphys., 7, 299, 1967
- [7] Е. Л. Косарев. Ж. вычисл. математики и математич. физики, 13, 1591, 1973.
- [8] R. A. Keller. 10<sup>th</sup> Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 395. Oxford, 1971.
- [9] Л. А. Луизова. Опт. и спектр., 38, 639, 1975.
- [10] В. П. Козлов. Автореф. канд. дисс., Л., 1966.
- [11] Ю. В. Линник. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. Физматгиз, М., 1962.
- [12] Г. М. Букат, В. А. Губкевич, Е. А. Ершов-Павлов, Л. И. Киселевский, И. П. Савик, Н. И. Чубрик, В. Д. Шиманович. Ж. прикл. спектр., 22, 403, 1975.
- [13] Т. Андерсон. Введение в многомерный статистический анализ. Физматгиз, М., 1963.
- [14] К. Я. Кондратьев, А. А. Бузников, В. П. Козлов, А. Г. Покровский. Изв. АН СССР, физика атмосферы и океана, 10, 1041, 1974.
- [15] И. И. Кюльмясу, А. Д. Хахаев. Исследование пространственно-неоднородной плазмы по контурам спектральных линий. Межвузовский сборн. Изд. ПГУ, 1977.
- [16] S. L. Mateer. J. Atmos. Sci., 22, 370, 1965.

Поступило в Редакцию 26 октября 1976 г.

УДК 539.186+546.49+546.291

## НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ И РТУТИ

В. А. Картазаев, Ю. А. Пиотровский и Ю. А. Толмачев

Ряд уровней иона ртути с энергией возбуждения 23.86 и 24.31 эВ заселяется при разряде постоянного тока в смеси He—Hg значительно эффективнее, чем при разряде в чистой ртути [1]. Одним из возможных механизмов такого селективного возбуждения являются неупругие столкновения метастабильных атомов гелия и ртути



Этот процесс аналогичен реакции Пеннинга с тем лишь различием, что обе частицы в исходном состоянии обладают потенциальной энергией возбуждения. Столкновения типа реакции (1) для других пар возбужденных атомов исследовались ранее [2-4] различными методами. Константы скорости подобных процессов достигают величины порядка  $10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Вероятность подобных столкновений в условиях газоразрядной плазмы оказывается, как правило, малой по сравнению с вероятностями других процессов тушения метастабильных атомов. В связи с этим одним из наиболее удобных методов наблюдения неупругих соударений двух возбужденных частиц оказывается изучение послесвечения.