

# **Алгоритмы предварительной обработки данных спектромагнитографа ИЗМИРАН.**

**Е.А.Руденчик, В.Н.Обридко, И.Е.Кожеватов\*, Е.Г.Безрукова\*\***

*Учреждение Российской академии наук Институт земного магнетизма  
ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова, Россия, 142090,  
Московская обл., г.Троицк*

*\*Федеральное государственное научное учреждение “Научно-  
исследовательский радиофизический институт”, Россия, 603950,  
г.Нижний Новгород, ул. Большая Печерская 25.*

*\*\*Ярославский государственный технический университет, 150023,  
г.Ярославль, Московский пр-т 88*

Представлены система экспериментов и алгоритмы обработки данных, позволяющие устранять систематические ошибки, обусловленные инструментальными эффектами спектромагнитографа. Показано, что статистические ошибки ограничивают чувствительность спектромагнитографа на уровне 1Гс по продольному магнитному полю и 50Гс по поперечному.

## **1. Представление для сигнала, регистрируемого спектромагнитографом. Постановка задачи предварительной обработки данных**

Настоящая статья является второй из серии статей, посвященной описанию новой версии солнечного спектромагнитографа ИЗМИРАН. Схема второй версии спектромагнитографа приведена в работе [1]. По сравнению с первой версией спектромагнитографа [2] в новой версии пространственный шум уменьшен в 4-5 раз. Уменьшение пространственного шума позволяет повысить чувствительность магнитографа к слабым полям. Однако при этом возрастают требования к точности компенсации систематических ошибок, которые вызваны наличием aberrаций оптики спектромагнитографа, фона,

рассеянного света, интерференционных эффектов и неравномерности коэффициента пропускания и чувствительности пиксел. Именно вопросам компенсации этих ошибок и посвящена настоящая статья. В то же время точность определения матрицы преобразования параметров поляризации не является критической для слабых полей, и она, как и в первой версии спектромагнитографа, проводится по методике, изложенной в [3].

Процедура определения магнитного поля и поля скоростей по данным спектромагнитографа разбивается на два в известной мере независимых этапа. На первом этапе – этапе предварительной обработки данных – по данным спектромагнитографа восстанавливаются параметры Стокса солнечного излучения. На втором этапе по параметрам Стокса, точнее, по профилям магнитоактивных линий в различных поляризациях, определяются магнитное поле, поле скоростей и, возможно, другие параметры солнечной плазмы. Именно на втором этапе возникает неоднозначность интерпретации данных, связанная со сложностью теории образования линий [1]. Что же касается первого этапа, то он требует исследования и корректного учета инструментальных эффектов, и должен приводить к однозначным результатам.

Сложности, возникающие при исследовании инструментальных эффектов в спектромагнитографе, усугубляются из-за отсутствия в природе эталонных источников излучения с известными с необходимой точностью ( $\sim 10^{-4}$ ) спектральным и пространственным распределениями интенсивности и поляризации. Такая проблема оказывается весьма типичной для оптических измерительных систем, и различным методам ее решения посвящены работы [4-5].

Дадим математическую формулировку задачи. Будем считать, что

1. телескоп строит на входной щели спектрографа идеальное изображение Солнца, и входная щель спектрографа – бесконечно тонкая (см. [1] рис.1);
2. при каждой длине волны спектрограф строит на входной щели магнитографа идеальное изображение входной щели спектрографа;

3. магнитограф строит в плоскости ССД матрицы шесть изображений входной щели магнитографа (регионов), каждое со своим состоянием поляризации, идеальные в том смысле, что каждой точке на входной щели магнитографа соответствуют шесть идеальных точек на изображениях щели, т.е. можно пренебречь всеми аберрациями оптики магнитографа, кроме дисторсии (искажения формы линий);

Перечисленные положения необходимы (но не достаточны) для того, чтобы сформулировать следующее основное предположение: сигнал, регистрируемый на ССД матрице, можно представить в виде

$$\tilde{I}_r^{(l)}(x_r, y_r) = T_r(x_r, y_r) + J^{(l)}(y) a_r^{(l)} b_r(x, y) \left\{ [1 + N_r(s^{(l)}, x, y)] \sum_{k=0}^3 M_{rk} S_k^{(l)}(x, y) + R_r(x, y) \right\}. \quad (1.1)$$

где  $r = 1, \dots, 6$  – номер региона,  $l$  – номер эксперимента (номер кадра или усредненной последовательности кадров, полученных при неизменных условиях наблюдений),  $x_r \equiv x_r(x, y)$ ,  $y_r \equiv y_r(x, y)$  – координаты, связанные с пикселями матрицы (целым значениям координат соответствуют центры пиксел с соответствующими номерами столбца и строки),  $y$  – координата, описывающее положение точки исследуемой области Солнца на входной щели спектрографа,  $x$  – координата, соответствующая длине волны. Дадим определение всем членам в правой части формулы (1.1).

$S_k^{(l)}(x, y)$  – параметры Стокса солнечного излучения, нормированные на континуум. В континууме  $S_0^{(l)}(x, y) = 1$ ,  $S_k^{(l)}(x, y) = 0$ ,  $k = 1, 2, 3$ . Для теллурических линий  $S_0^{(l)}(x, y) = S_0^{(l)}(x)$ ,  $S_k^{(l)}(x, y) = 0$ ,  $k = 1, 2, 3$ .

$M_{rk}$  – матрица преобразования параметров поляризации, нормированная так, что  $M_{r0} = 1$  [3].

$N(s^{(l)}, x, y)$  – малая безразмерная функция с амплитудой изменения порядка 0.01, описывающая интерференционные эффекты. При сдвигах спектра

на величину  $s^{(l)}$  с помощью поворота дифракционной решетки интерференционная картина меняется по синусоидальному закону

$$N(s^{(l)}, x, y) = c_r(x, y) \cos(\psi_r(x, y) + k_r(x, y)(s^{(l)} + x)) \quad (1.2)$$

что и является основой для ее определения при любом положении спектра (см. пункт 3 настоящей статьи).

$J^{(l)}(y)$  при калибровке – коэффициент, описывающий прозрачность системы при передаче изображения спокойной области Солнца на щель спектрографа. Он учитывает наличие небольшой облачности и пыли в окрестности щели. По условиям каждого эксперимента он должен быть близок к единице. Его среднее значение по большому числу экспериментов равно единице.

$J^{(l)}(y)$  при измерениях в активных областях – коэффициент, описывающий изменение интенсивности континуума, главным образом, в солнечных пятнах.

$b_r(x, y)$  – произведение коэффициента прозрачности при передаче изображения от входной щели спектрографа до CCD матрицы и чувствительности пикселей матрицы. Будем называть это произведение коэффициентом чувствительности. Предполагается, что он не зависит от номера эксперимента – в противном случае его определение было бы невозможно. Область, занятая поляризационной оптикой магнитографа, расположена близко к входной щели магнитографа, и большая глубина резкости (обусловленная малой угловой апертурой телескопа) приводит к тому, что проходящие в этой области динамические процессы “грязеобразования” сильно сказываются на изображении. В новой версии спектромагнитографа вся поляризационная оптика погружена в иммерсию, что значительно снизило интенсивность динамических процессов, повысило обоснованность предположения о независимости коэффициента чувствительности от номера эксперимента и, в конечном счете, привело к уменьшению пространственного шума в 3-4 раза.

Отметим, что поскольку в (1.1) входит произведение  $J^{(l)}(y)b_r(x, y)$ , то  $b_r(x, y)$  определяется с точностью до функции  $f(y)$ , (соответственно  $J^{(l)}(y)$  с точностью до  $f^{-1}(y)$ ), что не сказывается на результатах. Однако требование, что среднее значение  $J^{(l)}(y)$  по большому числу экспериментов равно единице, снимает и эту неоднозначность (см. пункт 3 настоящей статьи).

$a_r^{(l)}$  – безразмерные коэффициенты, отличные от единицы только в случае, когда  $l$ -ый эксперимент проводится в области спектра, сдвинутой относительно той, в которой проводилась калибровка поляризации. Причиной появления коэффициентов  $a_r^{(l)}$  является то, что в светорасщепителе (см. [1], рис.2) используется слоистое диэлектрическое покрытие, и, как следствие, пропускание световых пучков сильно зависит от длины волны. Коэффициенты  $a_r^{(l)}$  определяются по изменению света в континууме каждого из регионов при смещении спектра. В рамках всех проводимых измерений коэффициенты  $a_r^{(l)}$  отличаются от единицы меньше чем на 0.02.

$R_r(x, y)$  – малая безразмерная функция, описывающая рассеянный свет.

$T_r(x_r, y_r)$  – темновой сигнал спектромагнитографа. Определяется, если закрыть входную щель спектрографа непрозрачным экраном.

Задачей предварительной обработки данных является восстановление параметров Стокса  $S_k^{(l)}(x, y)$  по сигналу спектромагнитографа  $\tilde{I}_r^{(l)}(x_r, y_r)$ . Для ее решения необходимо предварительно определить все величины, входящие в (1.1), (1.2) и не зависящие от номера эксперимента  $l$ , т.е.  $x_r(x, y)$ ,  $y_r(x, y)$ ,  $b_r(x, y)$ ,  $c_r(x, y)$ ,  $\psi_r(x, y)$ ,  $k_r(x, y)$ ,  $R_r(x, y)$  и  $T_r(x_r, y_r)$ . Наиболее просто определяется темновой сигнал  $T_r(x_r, y_r)$ . Другой непосредственно измеряемой величиной является рассеянный свет. Для его определения на входную щель спектрографа надо наложить миру, содержащую ряд

непрозрачных полос, достаточно узких для того, чтобы не исказить интегральный свет, но достаточно широких, чтобы в изображении мира можно было пренебречь краевыми эффектами. Интенсивность изображения полос будет определяться интенсивностью рассеянного света  $\tilde{I}_r^{(R)}(x_r, y_r)$ , а малая безразмерная функция вычисляется по формуле

$$R_r(x_r, y_r) = \tilde{I}_r^{(R)}(x_r, y_r) / b_r(x_r, y_r). \quad (1.3)$$

Корректность определения рассеянного света контролируются по критерию, что наблюдаемая глубина теллурических линий должна быть постоянна и одинакова во всех регионах.

Для определения остальных величин ниже будет предложена система экспериментов, которые используют только измерения в континууме спокойных областей Солнца и окрестностях теллурических линий. В этом случае (1.1) можно представить в виде

$$I_r^{(l)}(x, y) = J^{(l)}(y) a_r^{(l)} b_r(x, y) \{ [1 + N_r(s^{(l)}, x, y)] S_0^{(l)}(x) + R_r(x, y) \} \quad (1.4)$$

где

$$I_r^{(l)}(x, y) = \hat{I}_r^{(l)}(x_r(x, y), y_r(x, y)), \quad (1.5)$$

$$\hat{I}_r^{(l)}(x_r, y_r) = \tilde{I}_r^{(l)}(x_r, y_r) - T_r(x_r, y_r).$$

Интенсивность (1.5), исправленную за аберрации и темновой сигнал, будем называть исправленной интенсивностью. Отметим, что если наблюдаемая интенсивность  $\tilde{I}_r^{(l)}(x_r, y_r)$  задана на сетке пикселей камеры и одной точке с координатами  $(x_r, y_r)$  соответствует одно значение интенсивности, то точке  $(x, y)$  соответствует шесть значений интенсивности в шести разных регионах. С другой стороны, точке  $(x, y)$  соответствует одна точка на Солнце (при заданном  $l$ ) и определенная длина волны. Переход от интенсивности  $\tilde{I}_r^{(l)}(x_r, y_r)$  на сетке пикселей камеры к исправленной интенсивности происходит с помощью процедуры двумерной интерполяции (см. ниже, пункт 2), которая обладает тем свойством, что при отсутствии аберраций сетка пикселей камеры переходит в прямоугольную сетку с тем же шагом.

Поэтому сетку  $(x, y)$ , на которой задана исправленная интенсивность, будем называть исправленной сеткой пикселей.

Процедура определения функций – параметров предварительной обработки данных является пошаговой и итерационной. На первой итерации делаются некие предположения о виде функций, например, малые функции  $N(s^{(l)}, x, y)$  и  $R_r(x, y)$  могут полагаться равными нулю. Конкретный вид этих предположений зависит от шага процедуры (см. ниже). На следующих итерациях используются функции, полученные на предыдущей итерации.

## 2. Учет аберраций

Аберрации оптики спектромагнитографа переводят прямоугольную сетку координат  $(x, y)$  в шесть криволинейных сеток  $(x_r, y_r)$ . Систему кривых  $y=\text{const}$  можно получить, поместив на входную щель спектрографа миру из последовательности тонких штрихов, пересекающих щель. Будем называть эти кривые маркерными линиями. Шесть маркерных линий в шести регионах соответствуют одной точке солнечной поверхности. Систему кривых  $x=\text{const}$  можно получить, устанавливая тонкую теллурическую линию в различные положения на входной щели магнитографа. Параметризуем криволинейные сетки следующим образом. Выберем регион, наименее искаженный аберрациями, в качестве базисного (в нашем случае  $r=r_0=3$ ) и проведем в нем оси, направленные вдоль строки и столбца пикселей и пересекающиеся примерно в центре региона (рис.1). Значения  $x, y$  на этих осях будем считать равными пиксельным координатам точек, в частности,

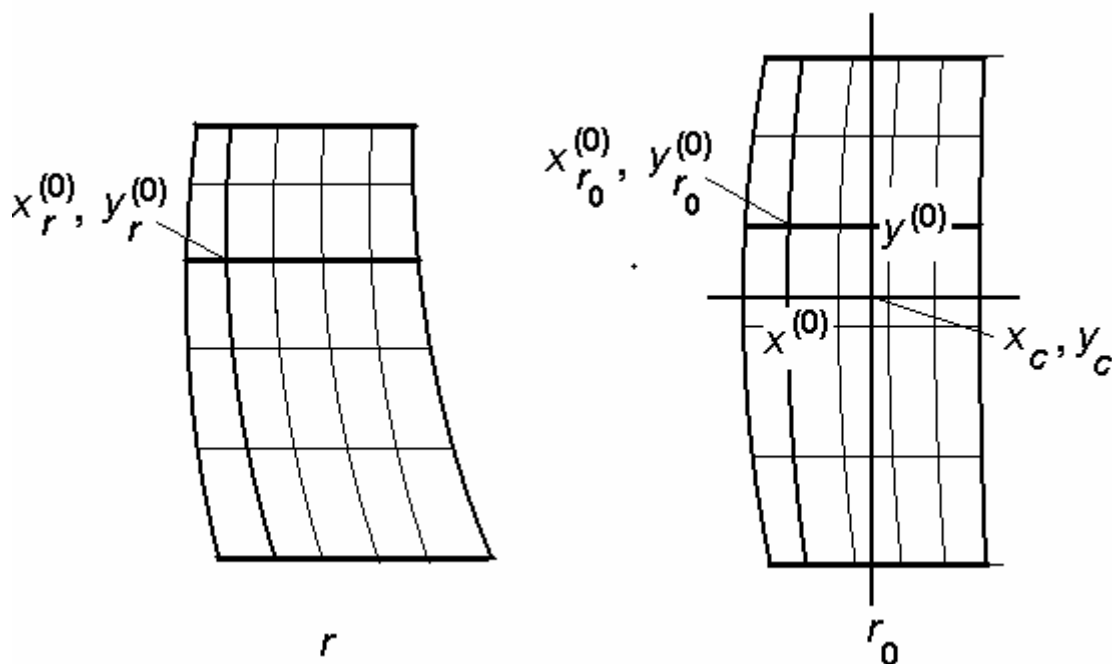


Рис.1.

Криволинейные координаты как система теллурических и маркерных линий на CCD матрице.

точка пересечения осей будет иметь координаты пиксела  $(x_c, y_c)$ . Каждую маркерную линию будем характеризовать координатой ее пересечения с осью  $y$ , каждую теллурическую – координатой ее пересечения с осью  $x$ . На рис.1 координате  $x^{(0)}$  соответствует выделенная теллурическая линия, координате  $y^{(0)}$  – выделенная маркерная линия. Линии с теми же координатами имеются в каждом из регионов. Пересечению этих линий, т.е. точке  $(x^{(0)}, y^{(0)})$  в каждом регионе соответствуют точки  $(x_r^{(0)}(x^{(0)}, y^{(0)}), y_r^{(0)}(x^{(0)}, y^{(0)}))$ .

Отсюда следует, какие именно эксперименты надо провести для определения параметров aberrаций. При определении маркерных линий эксперименты проводятся в области со слабыми спектральными линиями. Использовалось примерно 10 экспериментов с уменьшающейся высотой входной щели спектрографа. В каждом эксперименте, как и во всех описанных ниже калибровочных экспериментах, снималась серия из 16 кадров, проводилось их усреднение, и из результата вычитался усредненный



темновой сигнал. Границы изображения щели вычисляются с помощью процедуры, аналогичной той, которая была описана в [3] при определении границ регионов. Координата границы  $Y$  находится из условия минимальности целевой функции

$$\Phi_{r,x_r}^{(l)}(I_1, I_2, Y, \sigma) = \frac{1}{2} \sum_{y_r} \left( f(y_r, I_1, I_2, Y, \sigma) - \tilde{I}_r^{(l,A)}(x_r, y_r) \right)^2, \quad (2.1)$$

где

$$f(y_r, I_1, I_2, Y, \sigma) = I_1 [1 - F((y_r - Y)/\sigma)] + I_2 F((y_r - Y)/\sigma),$$

$I_1, I_2$  – интенсивности выше и ниже границы,  $F(y)$  – теоретический профиль границы, в качестве которого использовалась функция вероятности,

$$\tilde{I}_r^{(l,A)}(x_r, y_r) = \left[ 1 + \tilde{N}_r(s^{(l)}, x_r, y_r) \right]^{-1} \left[ \tilde{b}_r^{-1}(x_r, y_r) \hat{I}_r^{(l)}(x_r, y_r) - \tilde{R}_r(x_r, y_r) \right] \quad (2.2)$$

– интенсивность, очищенная от грязи, рассеянного света, интерференции и перенормированная на коэффициент чувствительности (сравните с (1.4)).

Экспериментам с разыми  $l$  соответствует разная высота щели,

$\tilde{b}_r(x_r, y_r) \equiv b_r(x_r(x, y), y_r(x, y)), \dots$ . На первой итерации в качестве  $\tilde{b}_r(x_r, y_r)$

выбирается интенсивность в эксперименте со стандартной (максимальной)

высотой щели  $\hat{I}_r^{(0)}(x_r, y_r)$ , а  $\tilde{N}_r$  и  $\tilde{R}_r$  полагаются равными нулю. При

следующих итерациях используются результаты предыдущих итераций.

Приближенные координаты границ  $Y_r^{(l,0)}, Y_r^{(l,1)}$  в каждом из регионов

определяются прямым поиском по переходу значений интенсивности (2.2)

порога 0.7. Поиск проводится по столбцам пикселей  $x_r = x_{c,r}$ , примерно

соответствующих центрам регионов,  $x_{c,r} = (X_r^{(0)}(y_c) + X_r^{(1)}(y_c))/2$ , где

$X_r^{(0)}(y_r)$  – левая, а  $X_r^{(1)}(y_r)$  – правая границы регионов. Суммирование по

$y_r$  в (2.1) проводится по интервалам примерно плюс минус 5 пикселей от

приближенной координаты границы  $Y_r^{(l,0,1)}$ . Минимизация целевой функции

(2.1) выполняется для каждого  $x_r$  из интервала  $(X_r^{(0)}(Y_r^{(l,0,1)}), X_r^{(1)}(Y_r^{(l,0,1)}))$ .

Эксперименты показали, что с точностью не хуже 0.2 пиксела маркерные линии являются прямыми, и можно считать, что

$$y_r \equiv y_r(y). \quad (2.3)$$

Вид функций  $y_r(y)$  определяется с помощью следующей процедуры. Полученные в результате минимизации значения границ усредняются по  $x_r$ , средние считаются координатами маркерных линий  $Y_r^{(l)}$ . Каждой из маркерных линий ставится в соответствие ее координата в базисном регионе  $Y_{r_0}^{(l)}$ . Все данные группируются в таблицы  $Y_r(Y_{r_0}^{(l)})$ , которые аппроксимируются полиномами  $y_r(y)$  по методу наименьших квадратов. Оказывается, что для адекватной аппроксимации абберационных кривых достаточно использовать линейные функции. При этом среднеквадратичная ошибка аппроксимации не превышает 0.15 пиксела для всех регионов.

Для определения абберационных функций  $x_r(x, y)$  используется около 20 экспериментов со сканированием регионов двумя теллурическими линиями из рабочей области (рабочая область включает две теллурические линии  $\lambda = 6302.0 \text{ \AA}$ ,  $\lambda = 6302.8 \text{ \AA}$  и две магнитоактивные солнечные линии FeI  $\lambda = 6301.5 \text{ \AA}$ ,  $\lambda = 6302.5 \text{ \AA}$ ). Определение  $x_r(x, y)$  проводится в 2 этапа.

На первом этапе вычисляются значения координат теллурической линии в координатах пикселов камеры  $x_r^{(l)}(y_r)$ . Процедура таких вычислений должна быть максимально устойчива по отношению к шумам. В данном контексте к шумам можно отнести и влияние крыльев солнечных линий, которые смещаются из-за поля скоростей. Это не позволяет в качестве координаты линии использовать ее центр тяжести. Гораздо меньше подвержен таким шумам центр, определенный по нулю производной, однако он неустойчив по отношению к статистическому шуму, влиянию грязи и т.д. Численные эксперименты показали, что наиболее подходящим является метод корреляционной функции, когда значение  $x_r^{(l)}(y_r)$  при каждом  $y_r$  трактуется как смещение измеренного контура линии относительно некоего

заданного истинного контура, и это смещение вычисляется из условия максимума корреляции между измеренным и истинным контуром. Наблюдаемые контуры задаются с помощью очищенной интенсивности (2.2). Истинный контур описывается сплайн аппроксимацией центральной части теллурической линии. На первой итерации для сплайн аппроксимации используются наиболее чистые контура в каждом из регионов, которые выбираются визуально. На последующих итерациях для аппроксимации используются контура, полученные в результате усреднения исправленной очищенной интенсивности на исправленной сетке пикселей. Для вычисления корреляции используется пять пиксел в окрестности минимума наблюдаемого контура.

На втором этапе вычисленные значения координат теллурических линий группируются в таблицы  $\hat{x}_r(x_{r_0}^{(l)}, y_r)$ , где в качестве параметра линии  $x_{r_0}^{(l)}$  выбирается среднее значение координаты линии в базисном регионе. Это несколько не соответствует рис.1, где в качестве параметра указана координата пересечения линии с осью  $y_r = y_c$  в базисном регионе, однако уменьшает чувствительность к шумам. Отметим, что при такой группировке нивелируется зависимость результата от выбора линии для сканирования (в нашем случае первой или второй теллурической линии из рабочей области), поскольку эффекты, связанные с таким выбором, одинаковы для базисного и прочих регионов. Функции  $\hat{x}_r(x, y_r) \equiv x_r(x, y(y_r))$  (здесь  $y(y_r)$  являются функциями, обратными к  $y_r(y)$ , (2.3)), определяются как аппроксимации  $\hat{x}_r(x_{r_0}^{(l)}, y_r)$  полиномами по методу наименьших квадратов. При выборе оптимальной степени аппроксимирующих полиномов среднеквадратичная ошибка аппроксимации не превышает 0.1 пиксела для всех регионов.

Именно функции  $\hat{x}_r(x, y_r)$  используются при интерполяции данных с сетки пиксел CCD матрицы на целочисленную исправленную сетку пикселей  $x=n, y=m$ . Целочисленная исправленная сетка пикселей порождает на матрице

сетку узлов криволинейной системы координат  $x_r(m, n)$ ,  $y_r(n)$ . То обстоятельство, что маркерные линии являются прямыми, позволяет свести двумерную интерполяцию к двум одномерным. Первая интерполяция по переменной  $y_r$  переводит массив значений интенсивности на целочисленной сетке пикселей камеры  $x_r = j$ ,  $y_r = k$  в массив интенсивностей на прямоугольной, но неравномерной сетке  $x_r = j$ ,  $y_r = y_r(m)$ . Вторая интерполяция по переменной  $x_r$  переводит последний массив в искомый массив интенсивностей на криволинейной сетке  $x_r = \hat{x}(n, y_r(m))$ ,  $y_r = y_r(m)$ .

### **3. Определение коэффициента чувствительности. Учет интерференционных эффектов.**

Естественный путь определения коэффициента чувствительности и интерференционных эффектов – наблюдения в континууме. Однако здесь возникают три трудности:

1. Чистый континуум найти очень непросто, и он расположен достаточно далеко по спектру от точки наблюдения.
2. Изменение спектральной области приводит к изменению коэффициентов отражения в расщепителе и перераспределению интенсивностей между регионами.
3. Интерференционные эффекты сильно зависят от длины волны, и при их наличии любой сдвиг по спектру меняет эффективную чувствительность пикселей.

Поэтому был использован другой путь – измерения в областях, окружающих рабочую область и содержащих только слабые линии. Влияние слабых линий можно учесть с помощью достаточно простой параметризации. Глубины и ширины линий могут меняться в зависимости от времени суток, сезона, состояния атмосферы и т.д., однако для грубых оценок их можно

считать известными. Положение линий в спектре является величиной постоянной, что позволяет строго привязать наблюдения к длине волны. Несколько наблюдений со сдвигами спектра позволяет определить параметры интерференции, проинтерполировать ее в рабочую область и учесть влияние интерференции при наблюдениях солнечных линий.

Введем спектральную координату  $\tilde{x}$ , в которой длина волны  $\lambda$  выражается в пикселах камеры (дисперсия нашей оптической системы примерно  $-44 \text{ px/\AA}$ , с ростом номера пиксела длина волны падает, нелинейностью зависимости  $\tilde{x}(\lambda)$  можно пренебречь) а начало координат расположено в центре теллурической линии  $\lambda = 6302.8 \text{ \AA}$ . Пусть в  $l$ -ом наблюдении координате  $x = 0$  соответствует спектральная координата  $s^{(l)}$  (в этом пункте будем использовать систему координат, в которой  $x = 0$  совпадает с левым краем базисного региона). Тогда наблюдаемая интенсивность будет пропорциональна  $S_0^{(l)}(x) = \tilde{S}_0(s^{(l)} + x)$ , где  $\tilde{S}_0(\tilde{x})$  – интенсивность солнечного спектра в спектральной системе координат. Значения сдвигов спектра можно определить по спектральным линиям. Если координата  $n$ -ой линии при  $l$ -ом наблюдении  $x_n^{(l)}$ , и эта линия имеет спектральную координату  $\tilde{x}_n$ , то  $s^{(l)} = \tilde{x}_n - x_n^{(l)}$  вне зависимости от спектральной линии. Величину  $s^{(l)}$  будем называть сдвигом спектра.

Определение сдвигов спектра происходит в два этапа. Первый этап – грубое определение сдвига – проводится с помощью прямого поиска в интервале сдвигов от  $+125$  до  $-125$  пиксела с шагом  $0.1$  пиксела. При этом используется целевая функция

$$\Phi^{(l)}(J, s) = \frac{1}{2} \sum_x \left( JS^{(t)}(s + x) - S^{(l,e)}(x) \right)^2,$$

где  $s$  – сдвиг,

$$S^{(e)}(x) = \frac{1}{6N_y} \sum_{r,y} I_r^{(l,A)}(x,y)$$

наблюдаемый профиль линий, полученный усреднением,  $N_y$  – число точек сетки по высоте регионов,

$$I_r^{(l,A)}(x,y) = [1 + N(s^{(l)}, x, y)]^{-1} [b_r^{-1}(x,y) \hat{I}_r^{(l)}(x,y) - R_r(x,y)]$$

(ср. с (2.2)) – очищенная исправленная интенсивность,  $S^{(l)}(x)$  – теоретическая интенсивность, полученная в предположении, что слабые спектральные линии описываются гауссовыми профилями с известными параметрами. Оптимальный коэффициент  $J$  при заданном сдвиге  $s$  определяется аналитически. На первой итерации полагаем  $N(s^{(l)}, x, y) = R_r(x, y) = 0$ ,  $b_r(x, y) = 10000$  (характерное значение интенсивности в единицах сигнала камеры) и используем только регионы, слабо искаженные интерференцией ( $r=1,3$ , см. рис.2). Подчеркнем, что в качестве  $b_r(x, y)$  нельзя выбирать интенсивность в области со слабыми линиями, как это было сделано в пункте 2, поскольку именно по слабым линиям и проводится идентификация сдвига. На следующих итерациях используются все регионы и результаты предыдущих итераций.

На втором этапе – точного определения сдвигов – в качестве экспериментальных данных выступают отношения интенсивностей в регионах. Глубины и ширины линий могут медленно меняться в зависимости от условий в атмосфере, и они определяются одновременно с вычислением сдвигов спектра, но считаются постоянными во всей серии экспериментов. Сдвиги  $s^{(l)}$ , глубина и дисперсия линий, а также коэффициент прозрачности  $J^{(l)}$  вычисляются отдельно для каждого  $r$  и  $y$ , после чего окончательные параметры линий и значения сдвигов определяются с помощью соответствующих усреднений. Зависимость вычисленных величин от  $r$  и  $y$  контролируется, что дает информацию о справедливости сделанных

предположений, таких как независимость  $J^{(l)}$  от  $r$ , независимость  $s^{(l)}$  от  $r$  и  $y$  и постоянство глубин и дисперсий линий. Используется целевая функция

$$\Phi_{r,y}(\mathbf{X}) = \frac{1}{2} \sum_{x, l_1 > l_2} (H^{(l_1 l_2)}(x, \mathbf{X}) - H_{r,y}^{(l_1 l_2)ex}(x))^2, \quad (3.1)$$

где  $\mathbf{X} = \{\delta J^{(1)}, \dots, \delta J^{(L)}; s^{(1)}, \dots, s^{(L)}; D_1, \dots, D_N; E_1, \dots, E_N\}$ ,  $N$  – число линий,  $D_n$  и  $E_n$  – дисперсии и глубины линий,

$$H_{r,y}^{(l_1 l_2)ex}(x) = \frac{I_r^{(l_1)}(x, y)}{I_r^{(l_2)}(x, y)}, \quad (3.2)$$

$$H^{(l_1 l_2)}(x, \mathbf{X}) = 1 + \delta J^{(l_1)} - \delta J^{(l_2)} + \sum_n \eta_n(x + s^{(l_1)}) - \sum_n \eta_n(x + s^{(l_2)}), \quad (3.3)$$

$$\eta_n(\tilde{x}) = E_n \exp\left(\frac{(\tilde{x} - \tilde{x}_n)^2}{D_n}\right).$$

Вид  $H^{(l_1 l_2)}(x, \mathbf{X})$  получается, если в  $H_{r,y}^{(l_1 l_2)ex}(x)$  подставить  $I_r^{(l)}(x, y)$  определенную посредством (1.4) и провести лианеризацию по малым параметрам  $\delta J^{(l)} = J^{(l)} - 1$  и  $E_n$ . Здесь интенсивность  $I_r^{(l)}(x, y)$  считается очищенной от интерференции. Для этого на первой итерации используются только регионы, слабо искаженные интерференцией и полагается  $N(s^{(l)}, x, y) = 0$ . На следующих итерациях используются все регионы и  $N(s^{(l)}, x, y)$ , полученные в результате предыдущих итераций. Подчеркнем, что поскольку здесь исходными данными являются только отношения интенсивностей, то от  $b_r(x, y)$  зависимости нет. Зависимость от  $R_r(x, y)$  исчезает из-за того, что выбирается область со слабыми линиями.

Из (3.3) следует, что в результате оптимизации значения  $\delta J^{(l)}$  определяются с точностью до постоянной (не зависящей от  $l$ ) величины. В соответствии с пунктом 1 настоящей статьи, эту неопределенность нужно

снять, выбрав постоянную так, чтобы среднее значение  $\delta J^{(l)}$  по  $l$  было равно нулю.

Для того чтобы убрать изображения линий и оставить только картину интерференции, достаточно разделить отношение интенсивностей в регионе, искаженном интерференцией, на интенсивность, описывающую теоретические профили линий. Однако даже для слабых линий использовать в качестве теоретических гауссовы профили оказывается недостаточно. Более точной является сплайн аппроксимация профилей. На первой итерации для сплайн аппроксимации используются усредненные по  $y$  профили линий в регионах, слабо искаженных интерференцией, на следующих итерациях – профили во всех регионах, очищенные от интерференции по результатам предыдущей итерации. Как показали исследования, все интерференционные картины лучше всего объясняются, если полагать частоту  $k_r(x, y)$  постоянной величиной, не зависящей ни от  $x$ , ни от  $y$ , ни от  $r$ . Ее значение равно примерно 0.35. Исключение составляет шестой регион, где наблюдается слабая интерференция с частотой  $k \approx 0.25$ .

Целевая функция для определения параметров интерференции строится в полной аналогии с целевой функцией (3.1)

$$\tilde{\Phi}_{r,y}(k, \mathbf{X}) = \frac{1}{2} \sum_{x, l_1 > l_2} (G^{(l_1 l_2)}(x, k, \mathbf{X}) - G_{r,y}^{(l_1 l_2)ex}(x))^2,$$

однако при расчете экспериментального отношения интенсивностей в регионе  $G_{r,y}^{(l_1 l_2)ex}(x)$  используется  $I_r^{(l)}(x, y)$ , очищенная не от интерференции, а от спектральных линий и влияния коэффициента прозрачности, для чего используется коэффициент прозрачности  $J^{(l)} = 1 + \delta J^{(l)}$ , вычисленный при расчете сдвигов. Соответственно, теоретическое отношение интенсивностей (3.3) нужно заменить на



$$\begin{aligned}
G^{(l_2)}(x, k, \mathbf{X}) &= 1 + c(x) \left\{ \cos(\psi(x) + k[s^{(l_1)} + x]) - \cos(\psi(x) + k[x - s^{(l_2)}]) \right\} = \\
&= 1 - 2c(x) \sin\left(k \frac{s^{(l_1)} - s^{(l_2)}}{2}\right) \sin\left(\psi(x) + k \left[x + \frac{s^{(l_1)} + s^{(l_2)}}{2}\right]\right).
\end{aligned}$$

С точки зрения численной минимизации более удобно перейти к амплитудам синус и косинус гармоник  $c^{(1)}(x) = -2c(x)\cos\psi(x)$  и  $c^{(2)}(x) = -2c(x)\sin\psi(x)$ , относительно которых функция  $G^{(l_2)}(x, \mathbf{X})$  линейна.

Как показывает численный эксперимент, без потери точности амплитуды гармоник по  $x$  можно сгладить и заменить кубическими полиномами:

$$c^{(1,2)}(x) = \sum_{m=0}^3 c_m^{(1,2)} x^m,$$

Это более выгодно и с точки зрения уменьшения статистического шума. Вектор параметров оптимизации принимает вид  $\mathbf{X} = \{c_0^{(1)}, c_0^{(2)}, \dots, c_3^{(1)}, c_3^{(2)}\}$ . Для более точного определения значения  $k$  используется прямой поиск минимума функции одной переменной

$$\Phi(k) = \sum_{r,y} \tilde{\Phi}_{r,y}(k, \mathbf{X}_{r,y}(k)),$$

в интервале  $k \in (0.33, 0.36)$ . Здесь суммирование проводится по 2-му, 4-му и 5-му регионам (см. рис.2б),  $\mathbf{X}_{r,y}(k)$  – результат минимизации целевой функции  $\tilde{\Phi}_{r,y}(k, \mathbf{X})$  при заданном значении  $k$ . Поскольку  $\tilde{\Phi}_{r,y}(k, \mathbf{X})$  является квадратичной функцией  $\mathbf{X}$ , то точные значения  $\mathbf{X}_{r,y}(k)$  можно вычислять достаточно быстро. Аналитическое представление для функции  $N(s^{(l)}, x, y)$ , которое и используется в дальнейшем, получается после аппроксимации значений  $\mathbf{X}_{r,y}(k)$  полиномами по  $y$ .

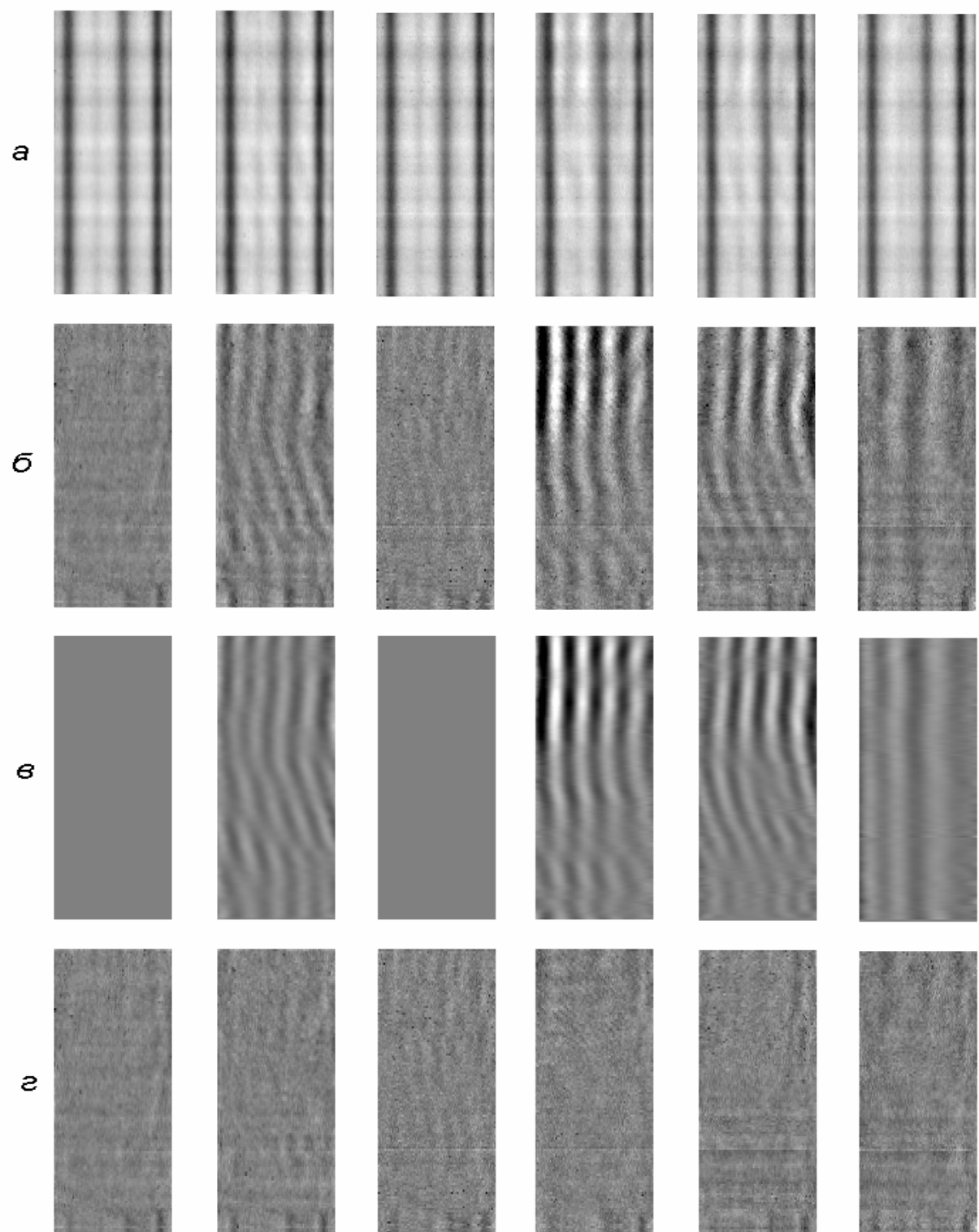


Рис.2

а) исходная интенсивность; б) исходная интенсивность, исправленная за теоретические контуры линий; в) теоретическая интерференция; г) остаточная интенсивность – пространственный шум, определяющий чувствительность спектромагнитографа

Рис.2 иллюстрирует очистку данных от слабых спектральных линий и интерференции. На рис.2а белому цвету соответствует уровень 1.01, черному – 0.95, на остальных рисунках черному цвету соответствует уровень 0.99. На рис.2а представлена исходная интенсивность, исправленная за аберрации, коэффициент чувствительности  $b_r(x, y)$  и рассеянный свет  $R_r(x, y)$ . Здесь  $b_r(x, y)$  и  $R_r(x, y)$  являются известными, поскольку процедура определения параметров предварительной обработки данных уже выполнена. Напомним, что в отношении интенсивностей, рассматриваемые в этом пункте ранее, ни  $b_r(x, y)$ , ни  $R_r(x, y)$  не входят. На рис.2б проведены результаты перенормировки на усредненные контуры линий и коэффициент прозрачности  $J^{(l)}(y)$ . На рис.2в изображена интерференционная картина, рассчитанная по аналитическому представлению для  $N(s^{(l)}, x, y)$ . Сдвиг спектра  $s^{(l)}$  получается в результате идентификации линий. На рис 2г изображена остаточная интенсивность, т.е. интенсивность, исправленная за все перечисленные выше эффекты. Отклонение остаточной интенсивности от единицы носит характер шума со следующими среднеквадратичными значениями для каждого из регионов:  $0.91 \cdot 10^{-3}$ ,  $0.96 \cdot 10^{-3}$ ,  $1.14 \cdot 10^{-3}$ ,  $1.12 \cdot 10^{-3}$ ,  $1.09 \cdot 10^{-3}$ ,  $1.15 \cdot 10^{-3}$ .

Коэффициент чувствительности  $b_r(x_r, y_r)$  получается в результате усреднения интенсивностей, очищенных от линий, интерференции, рассеянного света и изменения коэффициента прозрачности  $J^{(l)}(y)$ . Коэффициент чувствительности вычисляется в системе координат, связанной с пикселями матрицы. Чтобы не увеличивался шум, перенормировка наблюдаемых интенсивностей на коэффициент чувствительности должна проводиться до интерполяции к исправленным пикселям (см. пункт 2). Все функции, используемые для очистки (контуры линий, амплитуда интерференции и т.д.) имеют аналитическое представление, и вычисление их значений на пикселях матрицы не требует интерполяции.

После вычисления  $b_r(x_r, y_r)$  рассеянный свет  $R_r(x_r, y_r)$  переопределяется по формуле (1.3). Затем можно переходить к следующей итерации. Для определения всех параметров первичной обработки данных достаточно трех итераций.

#### 4. Заключение

Предложенная в работе система экспериментов и методы обработки данных в принципе позволяют устранить систематические ошибки, обусловленные инструментальными эффектами, и довести пространственный шум параметров Стокса до значений 0.001 по среднеквадратичному отклонению. В описании контуров магнитоактивных линий принимают эффективное участие около 10 пиксел, и, следовательно, ошибка в определении амплитуды контуров параметров Стокса составляет примерно  $3 \cdot 10^{-4}$ . Для линии  $6302.5 \text{ \AA}$  амплитуда  $V$  параметра Стокса, используемого для определения продольного магнитного поля  $H_l$ , равна  $4 \cdot 10^{-4} H_l$ , а амплитуда  $Q$  параметра Стокса зависит от поперечного поля  $H_t$  как  $2 \cdot 10^{-7} H_t^2$  (для слабых полей,  $[H_{l,t}] = \text{Гс}$ ). Это дает основания оценить чувствительность спектромагнитографа величиной 1Гс для продольного поля и 50Гс для поперечного. Использование дополнительной информации, например, о степени гладкости магнитного поля, может уменьшить эти оценки для карт магнитного поля.

Однако, как выяснилось при работе с сильными линиями, наблюдается изменение контуров теллурических линий как от региона к региону, так и внутри одного региона. Изменение контуров представляет собой слабую переменную асимметрию линий. Для экспериментов со слабыми линиями это эффект второго порядка малости, который не сказывается на результатах, представленных выше. По-видимому, изменение контуров теллурических линий обусловлено тем, что оптика спектромагнитографа имеет aberrации

типа кома. Таким образом, нарушается исходное предположение о том, что можно пренебречь всеми абберациями оптики магнитографа, кроме дисторсии (см. пункт 1). В настоящее время проводится анализ ситуации и разрабатываются пути устранения проблемы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 07-02-00333 и 11-02-00259).

#### Список литературы

1. *Кожеватов И.Е., Иошпа Б.А., Обридко В.Н., Руденчик Е.А., Куликова Е.Х.* //ПТЭ. В печати
2. *Кожеватов И.Е., Обридко В.Н., Руденчик Е.А., Черрагин Н.П., Куликова Е.Х.* //ПТЭ. 2002. №1, 107
3. *Кожеватов И.Е., Руденчик Е.А., Черрагин Н.П., Иошпа Б.А., Куликова Е.Х.* //ПТЭ. 2004. №5.С.1
4. *Кожеватов И.Е., Руденчик Е.А., Черрагин Н.П., Иошпа Б.А., Куликова Е.Х. Безрукова Е.Г.*// Оптика и спектроскопия. 2001. v 90. №1. С.127
5. *Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х. Черрагин Н.П., Шемагин В.А., Кретинин О.В.,* Абсолютная калибровка прецизионной установки для контроля профилей поверхностей машиностроительных деталей//Сб.трудов “Физические технологии в машиноведении”, изд. Нижегородского гос. Технического университета, 2000, стр. 208-215