

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Ордена Трудового Красного Знамени
Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 76

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ФАЗОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

С.М. Горский

В.П. Лебедев

Горький - 1975 г.

А н н о т а ц и я

Предлагаемый интерференционно-фазовый метод исследования лучевых скоростей основан на измерении фазы интерференционной картины двухлучевого интерферометра при фиксированной задержке Δ_0 . Метод принципиально отличается от классического и открывает новые возможности в экспериментальных исследованиях явлений, происходящих на Солнце.

Доказывается фундаментальное для данного метода свойство пропорциональности фазы "центру тяжести" спектральной линии.

Оценка метода по критерию сигнал/шум указывает на возможный пятикратный выигрыш в точности измерений.

Фотоэлектрические методы измерения лучевых скоростей и магнитных полей включают детектор смещения спектральной линии в качестве одного из основных элементов. Постоянная составляющая смещения спектральной линии принимается пропорциональной лучевой скорости исследуемого участка поверхности Солнца. В случае измерения продольной компоненты магнитного поля $H_{||}$ производится модуляция поляризации [1], приводящая к появлению переменной составляющей смещения линии. Амплитуда этой переменной составляющей в известных пределах однозначно связана с $H_{||}$ [2]. Поэтому индикатор смещения спектральной линии можно считать основным устройством современного магнитографа, объединяющим задачи измерения магнитных полей и лучевых скоростей.

Общепринятая методика измерения смещения линий имеет одну особенность, которая объединяет все современные магнитографы в один класс приборов. Особенность заключается в сравнении интенсивностей узких спектральных компонент, предварительно выделенных в крыльях магнитоактивной линии. Различия между отдельными устройствами проявляются в реализации различных способов модуляции поляризации света [3, 4, 5, 6, 7], обработке и регистрации принятых сигналов [8], [9, 10].

В настоящем сообщении рассматривается возможность построения измерителей лучевых скоростей без предварительной монохроматизации светового сигнала. В их основу положен метод измерения фазы интерференционной картины [11] двухлучевого интерферометра. В терминах теории преобразований Фурье этот метод использует анализ излуче-

ния по "оригиналу" в отличие от анализа излучения по "изображению".

Новый метод принципиально отличается от существующих методов и, во избежание чрезмерного нагромождения материала, как это и отражено в названии статьи, мы ограничиваемся рассмотрением основных положений метода измерения смещений линии в сравнении с известными методами.

§ 1. Свойства фазы интерференционной картины.

Интерференционная картина в двухлучевом интерферометре является функцией светового потока от разности хода лучей $J(\Delta)$. [12]. В Фурье-спектроскопии функция $J(\Delta)$ играет фундаментальную роль, как интерферограмма, по которой вычисляют спектр источника.

Переменная составляющая функции $J(\Delta)$ связана со спектром излучения $B(\sigma)$ косинусным Фурье-преобразованием:

$$J(\Delta) = J_0 + \tilde{J}(\Delta), \quad (1.1)$$

где

$$\tilde{J}(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi \sigma \Delta d\sigma \quad (1.2)$$

J_0 - постоянная составляющая, $\sigma = 1/\lambda$ - волновое число. Под $B(\sigma)$, здесь и ниже, мы будем подразумевать спектральную плотность единичной спектральной линии. Ширина спектральных линий излучения или поглощения вещества, как правило, составляет 10^{-3} - 10^{-5} от среднего волнового числа σ_0 . Будем считать, что σ_0 совпадает с центром тяжести распределения $B(\sigma)$, который может быть измерен неподвижным наблюдателем.

В этом случае переменную составляющую интерференционной картины удобно представить как узкополосный сигнал [14].

$$\tilde{J}(\Delta) = A(\Delta) \cos \psi(\Delta), \quad (1.3)$$

где $A(\Delta)$ - огибающая, а $\psi(\Delta)$ - фаза узкополосного сигнала.

Функции $A(\Delta)$ и $\psi(\Delta)$ удобно интерпретировать сле-

дующим образом: Пусть $b(\sigma)$ описывает форму спектральной линии со средним σ_0 , тогда

$$b(\sigma) = b(\sigma - \sigma_0). \quad (1.4)$$

Подставив (4) в (3), после замены переменной и небольших тригонометрических преобразований получаем новый вид записи функции $\tilde{J}(\Delta)$

$$\tilde{J}(\Delta) = |\mathcal{F}_b| \cos \left[2\pi \sigma_0 \Delta + \arctg \frac{\mathcal{F}_{sb}}{\mathcal{F}_{cb}} \right]; \quad (1.5)$$

где

$$\mathcal{F}_{sb} = \int_{-\infty}^{\infty} b(\sigma) \sin 2\pi \sigma \Delta d\sigma$$

$$\mathcal{F}_{cb} = \int_{-\infty}^{\infty} b(\sigma) \cos 2\pi \sigma \Delta d\sigma$$

$$|\mathcal{F}_b| = \sqrt{\mathcal{F}_{sb}^2 + \mathcal{F}_{cb}^2}$$

Таким образом, огибающая узкополосного сигнала (3) представляет собой модуль Фурье-трансформанты контура спектральной линии. Для практической реализации метода будет важно, чтобы амплитуда переменной составляющей существенно отличалась от нуля. Из общих соображений следует, что для простой, например, лоренцовой или гауссовой формы $b(\sigma)$, амплитуда $|\mathcal{F}(\Delta)|$ будет переменной при выборе достаточно малой задержки $\Delta \sim 1/\delta\sigma$, где $\delta\sigma$ — ширина спектральной линии.

Рассмотрим выражение для фазы, а именно, ее информативную часть. Для того, чтобы отразить зависимость $\Psi(\Delta)$ от формы, введем следующее обозначение фазы:

$$\Psi\{\Delta, \sigma, b(\sigma)\} = \arctg \frac{\mathcal{F}_{sb}}{\mathcal{F}_{cb}}. \quad (1.6)$$

Отметим, что при малых значениях задержки $\Delta \ll \frac{1}{\delta\sigma}$, соотношение (6) переходит в выражение для центра тяжести спектральной линии $b(\sigma)$ относительно точки σ_0 .

$$\Psi\{\Delta, \sigma, b(\sigma)\} \approx \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma b(\sigma) d\sigma}{\int_{-\infty}^{\infty} b(\sigma) d\sigma}. \quad (1.7)$$

При более мягком условии $\Delta \sim 1/2\delta\sigma$ фаза Ψ соот-

ветствует записи (7), но все же обнаруживает глубокую аналогю с центром тяжести линии. Можно показать, что соотношения (6) и (7) обладают четырьмя общими свойствами:

а) фаза не зависит от амплитуды спектра,

$$\psi\{\Delta_0; \sigma; \mathcal{B}(\sigma)\} = \psi\{\Delta_0; \sigma; \alpha \mathcal{B}(\sigma)\}; \quad (1.8a)$$

б) смещение спектральной линии по оси волновых чисел приводит к изменению величины фазы, пропорционально-му величине смещения,

$$\psi\{\Delta_0; \sigma; \mathcal{B}(\sigma - u)\} = \psi\{\Delta_0; \sigma; \mathcal{B}(\sigma)\} + k u, \quad (1.8б)$$

где $k = 2\pi \Delta_0$ — аппаратная константа;

в) при изменении масштаба отсчета волновых чисел, или при "сжатии" или "растяжении" $\mathcal{B}(\sigma)$ относительно σ_0 справедливо равенство:

$$\psi\{\Delta_0; \sigma; \mathcal{B}(\alpha\sigma)\} = \psi\{\Delta_0; \frac{\sigma}{\alpha}; \mathcal{B}(\sigma)\} \quad (1.8в)$$

г) для симметричного контура независимо от формы и ширины $\mathcal{B}(\sigma)$, фаза равна нулю

$$\psi\{\Delta_0; \frac{\sigma}{\alpha}; \mathcal{B}(\sigma)\} = 0 \text{ при } \mathcal{B}(\sigma) = \mathcal{B}(-\sigma) \text{ и } \alpha \neq 0.$$

В частности, с учетом свойства (8б) выражение (5) можно представить в компактном виде:

$$\tilde{J}(\Delta) = |\mathcal{F}_\mathcal{B}| \cos \psi\{\Delta_0; \sigma; \mathcal{B}(\sigma)\}. \quad (1.9)$$

Таким образом, изменения центра тяжести спектральной линии с точностью до выполнения свойства (8) приводят к эквивалентному изменению фазы интерференционной картины.

Движения излучающих масс проявляются в доплеровском смещении спектральных линий. Магнитное поле в области излучения вызывает поляризацию излучения, которая при анализе сигнала может быть промодулирована и, в конечном итоге, выразиться в смещении центра тяжести спектрального распределения $\mathcal{B}(\sigma)$. Следовательно изменения фазы интерференционной картины можно рассматри-

вать как способ измерения лучевых скоростей и магнитных полей источника по его излучению.

Не вдаваясь в приборную реализацию метода, проанализируем возможность измерения лучевых скоростей источника. Пусть покоящийся источник излучает свет со спектральным составом $\mathcal{B}(\sigma) = A\mathcal{B}(\sigma - \sigma_0)$. Тот же источник, движущийся относительно наблюдателя с лучевой скоростью $v_g \ll c$, дает наблюдаемый спектр $\mathcal{B}[(1 + \frac{v_g}{c})\sigma]$, которому соответствует фаза:

$$\Psi\{\Delta_0; \sigma; A\mathcal{B}[(1 + \frac{v_g}{c})\sigma - \sigma_0]\} = 2\pi \Delta_0 \sigma (1 - \frac{v_g}{c}). \quad (1.10)$$

Соотношение (10) справедливо, если мы ограничиваемся классом симметричных спектральных линий, для которых всегда выполняется $\mathcal{B}(\sigma) = \mathcal{B}(-\sigma)$, оно получено путем последовательного применения свойств $(8a - b - \gamma)$.

По-видимому, принятое ограничение не является очень жестким, т.к. все известные механизмы уширения спектральных линий, например, доплеровское уширение [15], уширение, связанное с эффектом Штарка [16], уширение, обусловленное их совместным действием [17] независимо от величины вклада любого из них не нарушают симметрии линии. Свойству (8γ) не противоречат изменения контура линии, если они проходят в рамках сохранения симметрии контура, т.е. эволюционирующее во времени распределение вкладов различных механизмов уширения не влияет на результат измерения лучевых скоростей.

Несколько сложнее складывается ситуация при учете уширения линий за счет явлений турбулентности внутри источника, как правило, приводят к появлению асимметрии линии и соотношение (10) нарушается вследствие невыполнения условия (8γ) .

§ 2. Отношение сигнал/шум.

Сравнение интерференционно-фазового метода с дифференциальным методом измерения смещения спектральной линии будет проведено для двух типов фотоприемников. К первому типу относятся так называемые квантовые приемники: фотоэлементы, фотоэлектронные умножители, фотодиоды.

Как известно, средний квадрат напряжения шумов ФЭУ пропорционален величине постоянно составляющей фототока I_0 и ширине полосы пропускания Δf [18] последующих электрических фильтров.

$$\overline{u_k^2} = A_k I_0 \Delta f. \quad (2.1)$$

Для тепловых приемников величина $\overline{u^2}$ не зависит от уровня постоянной засветки:

$$\overline{u_T^2} = A_T \Delta f. \quad (2.2)$$

Здесь A_k и A_T — коэффициенты пропорциональности [18], зависящие от конкретного типа фотодетектора.

Будем считать, что оптические схемы магнитометра и интерференционного фазометра идентичны вплоть до плоскости изображения спектра в спектрографе. На рис. 1 условно изображен участок исследуемой линии.

Классическая схема магнитометра содержит две щели, вырезающие свет в крыльях линии со спектральным интервалом α . Свет, прошедший через эти щели раздельно подается на приемные площадки двух фотодетекторов. Для выбранной треугольной модели спектральной линии фототоки левого (I_-) и правого (I_+) фотоприемников можно выразить следующим соотношением:

$$I_{\pm} = k \left[\left(\beta_0 - \frac{\beta(\sigma_0)}{2} \right) \alpha \pm \beta(\sigma_0) \alpha \beta \right]; \quad (2.3)$$

где k — чувствительность фотоприемника;

$\beta = \xi / \delta \sigma$ — смещение спектральной линии приведенное к ее ширине; ξ — абсолютное смещение спектральной линии.

Разность фототоков I_+ и I_- пропорциональна смещению линии

$$I_+ - I_- = 2\beta(\sigma_0) \cdot k \alpha \beta. \quad (2.4)$$

Если считать шумы фотоприемников независимыми, то среди квадратов отклонение разности сигналов равно сумме $\overline{u_+^2} + \overline{u_-^2} = 2\overline{u_{k,T}^2}$. Отношение сигнал/шум в этом случае можно записать в виде:

$$\frac{\xi}{n} = \frac{(I_+ - I_-) R_H}{U^2} = Q \beta,$$

где R_H - сопротивление нагрузки ФЭУ,

$$Q_K = \frac{\sqrt{2a} B(\sigma_0) k R_H}{\sqrt{A_K [B_0 - \frac{1}{2} B(\sigma_0)] \Delta f}} \quad \text{для ФЭУ.}$$

$$Q_T = \frac{\sqrt{2} B(\sigma_0) k R_H a}{\sqrt{A_T \Delta f}} \quad \text{для теплового приемника.}$$

Фактор Q характеризует качество измерителя малого смещения уширенной спектральной линии.

Далее выводится отношение сигнал/шум для интерференционного фазометра.

Предположим, что для предварительной фильтрации (см. § 3) используется тот же самый спектрограф, что и в предыдущем случае. Для интерференционного фазометра следует выбрать более широкую полосу (§) предварительной монохроматизации, включающую спектральную линию целиком плюс некоторую окрестность около нее, за пределы которой линия не выходит смещаясь во времени в интервале ожидаемых пределов.

Спектральный состав света, прошедшего в интерферометр определяется соотношением;

$$\xi(\sigma) = K(\sigma) [B_0 - B(\sigma)]; \quad (2.6)$$

где $K(\sigma)$ - аппаратная функция фильтра.

В нашем случае $K(\sigma)$ будет описываться прямоугольной функцией и для достаточно малых смещений $|\beta| < (\beta - \delta\sigma)/2\delta\sigma$ можно записать

$$\xi(\sigma) = K(\sigma) B_0 - B(\sigma). \quad (2.7)$$

Представи аппаратную функцию интерферометра [12] в виде (8):

$$\tilde{r}(\sigma, \Delta) = p \left(\frac{1}{2} + \frac{q}{2} \right) \cos 2\pi \sigma \Delta. \quad (2.8)$$

Учитывая это, можно определить постоянную I_0 и переменную $\tilde{I}(\Delta)$ составляющие светового сигнала на выходе интерферометра:

$$I_0 = \frac{p}{2} \int_{-\infty}^{\infty} s(\sigma) d\sigma = \frac{p}{2} [B_0 \delta - B(\sigma_0) \delta \sigma] \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\Delta) &= \frac{pq}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi \sigma \Delta d\sigma = \\ &= \frac{pq}{2} |F_B| \cos \Psi \{ \Delta; \sigma; B(\sigma) \}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

где $|F_B|$ и $\Psi \{ \Delta; \sigma; B(\sigma) \}$ см. (1.5).

Не вдаваясь в детали способа, каким проводится временная модуляция фазы, соотношение (10) будем рассматривать как электрический сигнал

$$I = k \frac{pq}{2} |F_B| \cos(\omega t + \Psi). \quad (2.11)$$

Если средняя частота спектральной линии смещается, то в соответствии со свойством (1.85) значение фазы изменяется на величину

$$\Delta \Psi = 2\pi \Delta_0 \delta \sigma \beta. \quad (2.12)$$

Поскольку нашей конечной целью является лишь оценка отношения сигнал/шум, ограничимся представлением шума фотоприемника, как стационарного нормального случайного процесса, прошедшего узкополосную систему с резонансной частотой ω_0 (14 стр. 432).

Средний квадрат флуктуаций фазы связан со средним квадратом флуктуаций огибающей при достаточно большом отношении сигнал/шум для огибающей связан простым соотношением [14].

$$\overline{\Delta \psi^2} = \overline{u^2} / u^2. \quad (2.13)$$

В нашем случае $u = k r q |F_{\beta}| / 2$, $F_{\beta} = B(\sigma_0) \delta \sigma \text{sinc} \Delta_0 \delta \sigma$, $\overline{u^2}$ может быть записан на основании соотношений (1, 2, 8). В результате получаем выражение для отношения сигнал/шум в интерференционном фазометре

$$\left(\frac{S}{N}\right)^{\Phi} = Q^{\Phi} \beta; \quad (2.14)$$

где

$$Q_K^{\Phi} = \frac{\sqrt{2} \rho \pi k q \Delta_0 \delta \sigma^2 B(\sigma_0) \text{sinc}^2 \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{A_K} \beta (B_0 - B(\sigma_0) \frac{\delta \sigma}{\beta}) \Delta f}$$

$$Q_T^{\Phi} = \frac{\pi k r q \delta \sigma^2 B(\sigma_0) \text{sinc}^2 \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{A_T} \Delta f}$$

Преимущество интерференционного фазометра перед магнитометром показывает отношение факторов Q

$$\frac{Q_K^{\Phi}}{Q_K} = \frac{\pi \sqrt{\rho} q \Delta_0 \delta \sigma^2 \text{sinc} \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{a} \beta} \quad (2.15)$$

$$\frac{Q_T^{\Phi}}{Q_T} = \frac{\pi r q \Delta_0 \delta \sigma^2 \text{sinc}^2 \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{2} a}$$

Положим ($\rho = 0,8$, $q = 0,9$; $\Delta_0 \delta \sigma = 1/2$; $a = 1/3$; $\beta = 3 \delta \sigma$), тогда для квантового приемника $Q^{\Phi} / Q \approx 5$, для теплового приемника $Q^{\Phi} / Q \approx 9,6$.

Число Q^{Φ} / Q показывает, в частности, возможность повышения скорости регистрации в $(Q^{\Phi} / Q)^2$ раз, что следует из (5). Действительно, $Q \sim 1/\sqrt{\Delta f}$, где полоса пропускания электрического фильтра Δf определяет максимальное число независимых отсчетов, которые можно произвести за одну секунду.

Следует отметить, что вывод отношения сигнал/шум

для интерференционно-фазового метода проводился в предположении равенства светосилы магнитометра и интерференционного фазометра, поскольку оптическая входная схема предварительного монохроматора выбиралась тождественной оптической схеме спектрометра, являющегося составной частью магнитографа.

§ 3. Необходимость предварительной фильтрации при измерениях в линиях поглощения.

Основные положения, введенные в § 1, в общем случае справедливы как для эмиссионной линии, так и для линии поглощения. Но с технической точки зрения работа с фраунгоферовой линией практически неосуществима из-за исчезающе малой контрастности интерференционной картины [13]. Соотношение энергий сплошного спектра и линии поглощения можно изменить в благоприятную для нас сторону путем введения предварительного фильтра с шириной полосы пропускания $\beta > 2\delta\epsilon$. Этот факт уже нашел отражение в предыдущем параграфе — отношение сигнал/шум в случае применения ФЭУ уменьшается, как $1/\sqrt{\beta}$, с ростом ширины полосы пропускания фильтра. Мощность шумов увеличивается с увеличением постоянной составляющей светового сигнала, и полезный сигнал при большой ширине (β) оказывается настолько малым, что его невозможно выделить на фоне собственных шумов фотоприемника.

Предварительная фильтрация в новом методе является лишь вынужденной мерой, предпосланной техническим несовершенством современных приемников и не должна давать вклада в интерференционную картину, хотя бы в малой области около рабочей задержки Δ_0 .

Если $K(\epsilon)$ — частотная характеристика предварительного фильтра, то спектральный состав света, попадающего в интерферометр можно записать в виде (2.6).

Если $S(\epsilon)$ подставить в (1.5), то синусная и косинусная фурье-трансформанты распадаются на два слагаемых каждая. Из двух слагаемых только второе несет информацию о полезном сигнале $\beta(\epsilon)$. Первое слагаемое определяется формой $K(\epsilon)$ и выбранной задержкой Δ_0 .

$$F_{s0} = B_0 \int_{-\infty}^{\infty} K(\sigma) \sin 2\pi \sigma \Delta_0 d\sigma \quad (3.1)$$

$$F_{c0} = B_0 \int_{-\infty}^{\infty} K(\sigma) \cos 2\pi \sigma \Delta_0 d\sigma \quad (3.2)$$

Если хотя бы одна из F_{s0} и F_{c0} отлична от нуля, имеет место искажения фазы ψ ; зависящее от формы $K(\sigma)$ и Δ_0 . Влияние $K(\sigma)$ ухудшает точность измерения ψ и должно быть сведено к минимуму. Для этого необходимо заботиться о том, чтобы частотная характеристика фильтра $K(\sigma)$ и рабочая задержка Δ_0 подбирались в согласии с требованием $F_{s0} = F_{c0} = 0$.

Например, если в качестве предварительного монохроматора используется спектрограф с равными по ширине входной и выходной щелями, то, пренебрегая влиянием отраженного света и дифракцией, форму $K(\sigma)$ можем считать треугольной. В этом случае: $F_{s0} = 0$; $F_{c0} = \sin^2 \delta \Delta_0$, где δ - ширина щели, выраженная в единицах волновых чисел. Функция $\sin^2 x$ обращается в нуль при условии $\delta \Delta_0 = \frac{1}{2}$, которое и является условием согласования монохроматора с задержкой Δ_0 .

Неточный выбор ширины пропускания фильтра дает отрицательный эффект, порождаемый двумя конкурирующими факторами.

С одной стороны, чрезмерное уширение полосы фильтрации приводит к понижению контрастности интерференционной картины. Это снижает точность измерения фазы интерференционной картины [11].

С другой стороны, разумеется, полоса фильтра не должна быть уже ширины исследуемой линии, в противном случае теряется смысл фазы, как центр тяжести линии.

Задержка Δ_0 должна быть выбрана в соответствии с формой частотной характеристики, так как именно ее формой определяется зона задержек, где влияние фильтра на общую интерференционную картину минимально. При этом основная трудность возникает из-за того, что величина Δ_0 не должна превышать $1/2\delta$, где δ - полуширина спектральной линии.

Предварительная фильтрация необходима также в целях селекции исследуемой линии, т.к. присутствие других линий в ее спектральной окрестности неизбежно вносит искажения в результаты измерений.

Отметим, что интерференционно-фазовый метод позволяет ослабить влияние дрожания изображения спектра в спектрографе. Это можно пояснить на простом примере. Предположим, что частотная характеристика фильтра $K(\sigma)$ имеет прямоугольную форму, т.е. справедливо соотношение (2,6). Дрожание спектра в простейшем случае можно выразить путем добавления некоторой случайной функции z к аргументу $K(\sigma)$, тогда (2,6) будет иметь вид:

$$S(\sigma) = B_0 K(\sigma + z) + B(\sigma). \quad (3.3)$$

До тех пор, пока справедливость формулы (3) и условие согласования монохроматора сохраняются, первое слагаемое не искажает фазы интерференционной картины. Значение фазы определяется только спектральным составом исследуемой линии, что означает полное отсутствие влияния дрожания спектра в спектрографе. При форме отличающейся от прямоугольной, вклад полезного сигнала в интерференционную картину определяется произведением $K(\sigma + z) B(\sigma)$ и зависит от z , однако, как показывают предварительные оценки на моделях $K(\sigma)$ влияние z в новом методе существенно слабее, чем в классическом измерителе доплеровских скоростей. Так, для треугольной формы $K(\sigma)$ влияние дрожания спектра ослабляется в 3-4 раза.

З а к л ю ч е н и е

Рассмотрен новый фотоэлектрический интерференционный фазовый метод измерения доплеровских смещений, позволяющий существенно повысить точность измерений. Кроме того, метод принципиально отличается от классического, т.к. базируется не на спектральном, а на интерференционном подходе к проблеме измерения лучевых скоростей, и, как будет рассмотрено в следующих статьях, магнитных полей.

Это обстоятельство, по мнению авторов, является важным. Действительно, методы получения информации о лучевых скоростях и магнитных полях источника по его излучению являются косвенными, поэтому с метрологической точки зрения несовершенны. Так, например, нет прямой однозначной связи между разностью интенсивностей в крыльях линии и средней лучевой скоростью источника или между значениями фазы интерференционной картины и средней лучевой скоростью. В целях повышения точности косвенных измерений, важное значение имеет комплексное применение методов, принципиально различающихся по функциональному действию. Различия в результатах наблюдений, проведенных разными методами, представляют собой дополнительную информацию, которая может быть использована не только для уточнения измеряемых параметров, но и для анализа других явлений.

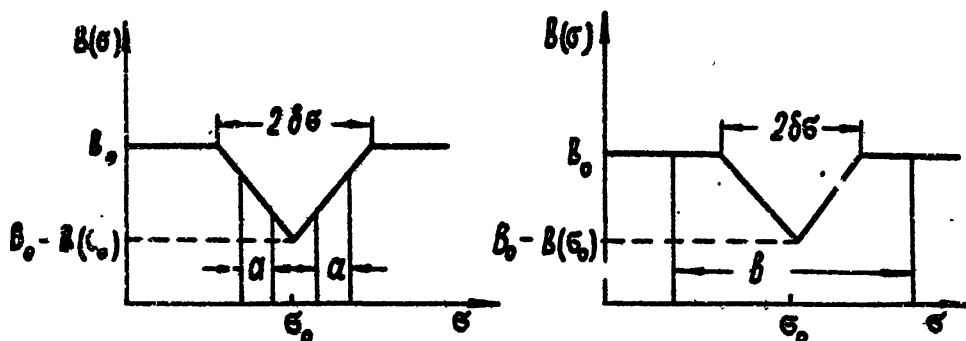


Рис. 1. Участок спектра с условной линией поглощения треугольного профиля, σ_0 - среднее волновое число линии, $\delta\sigma$ - ширина линии, I_0 - уровень сплошного спектра, $I_0 - I(\sigma_0)$ - интенсивность в центре линии.

а) условная разметка спектра для магнитографа.

Световой поток, попадающий на ФЭУ пропорционален площади участка в спектральном интервале a .

б) условная разметка спектра для интерференционного фазометра. Световой поток, попадающий на ФЭУ пропорционален площади участка в спектральном интервале b .

ЛИТЕРАТУРА

1. H.W.Babcock, *Astrophys.J.*, 1953, II8, 387.
2. W.Unno, *Publications of Astronomical Society of Japan*, v.B, n.3-4, 1956.
3. А.Б.Северный, В.Е.Степанов, *Изв.Кр.АО*, 16, 3, 1966.
4. Б.А.Иошпа, В.Н.Обридко. *Геомагн. и аэрон.* 1962, 2, № 1.
5. Б.А.Иошпа, *Геомагнетизм и аэронавигация* 1964, 4, № 1, 17.
6. Р.Н.Ихсанов, Ю.П.Платонов. *Изв. ГЛЮ* № 185, 1970.
7. Д.А.Кузнецов, Г.В.Кудлин, В.Е.Степанов. *Результаты наблюдений и исследований в период МГСС* вып. 1, М., 193.
8. С.Б.Бортник, Л.В.Границкий, В.Ф.Осак. *Аппаратура для регистрации данных солнечного магнитографа и их ввода в ЭВМ* сб. "Новая техника в астрономии", вып. 4, Л., "Наука", 1972, 41-45.
9. Г.А.Коркотян, "Солнечные данные", 1972, № 9, 89-94.
10. W.Livingston and J.Harvey, *Kitt Peak Nat.Obs. Contr.*, 1971, n.558.
11. А.И.Картошев, И.Ш.Эцин, *УФН*, 1972, 106, № 4, 687.
12. П.Жакино, *УФН*, 78, 1, 123, 1962.
13. П.Ф.Паршин, *Материалы первой всесоюзной конференции по голографии*, 1970, 91.
14. Б.Р.Левин, *Теоретические основы статистической радиотехники*, "Сов.Радио", 1968, т.1.
15. С.Г.Раутиан, Н.И.Собельман, *УФН*, т.90, в.2, окт. 1966, 209.
16. И.И.Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, М., Физматгиз, 1963.

17. Л.Н.Курочка, Изв. Кр.АО, 38, 1987. 96.

18. Н.А. Соболева, А.Г. Берковский, Н.О. Чечик, Р.Е. Елисеев, Фотоэлектронные приборы, М., "Наука", 1985.