

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P13-85-138

Д. Бенце, Л. М. Сороко

**ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
МЕЗООПТИЧЕСКОГО ФУРЬЕ-МИКРОСКОПА
ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ**

1985

ВВЕДЕНИЕ

Мезооптический фурье-микроскоп /МФМ/ представляет собой специализированное устройство, предназначенное для селективного наблюдения прямых следов частиц в толстом слое ядерной фотоэмульсии. В предыдущих работах ^{/1-10/} были описаны сущность МФМ ^{/1/}, принцип действия ^{/2-4/}, первый прототип МФМ ^{/5/} и первые результаты экспериментов на нём ^{/6/}. В ^{/7/} дан анализ оптической системы МФМ и описаны исследования с улучшенной его системой. В ^{/8,9/} изложены алгоритмы обработки данных с МФМ, а в ^{/10/} обсуждены его изображающие свойства.

В этой работе мы даем теоретический анализ основных параметров МФМ. В § 1 рассмотрены точность измерений и быстродействие МФМ. Эффект конечного числа зерен серебра в прямом следе частицы на выходные сигналы МФМ исследован в § 2. В § 3 теоретически рассмотрены отношения сигнала к шуму, разрешение и проблема глубины фокуса.

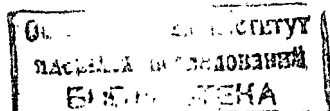
1. ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ И БЫСТРОДЕЙСТВИЕ МФМ

Как было показано в ^{/7,10/}, отрезок прямого следа частицы, который находится в поле зрения МФМ, преобразуется им в два выходных сигнала на выходной плоскости МФМ. Эти сигналы появляются на противоположных сторонах фокального кольца и располагаются на прямой линии, перпендикулярной ориентации наблюдаемого следа частицы. Каждый выходной сигнал имеет овальную форму. Его длина в радиальном направлении $\Delta\rho$ равна ^{/10/}

$$\Delta\rho = \lambda / \alpha_{1/2}. \quad /1/$$

где λ - длина волны света, а $2\alpha_{1/2}$ - полная угловая апертура мезооптической изображающей системы. Длина выходного сигнала вдоль угла ориентации $\Delta\ell_\theta$ равна ^{/10/}

$$\Delta\ell_\theta = MD, \quad /2/$$



где M - коэффициент линейного увеличения мезооптической изображающей системы, а D - диаметр поля зрения МФМ.

Геометрическое место выходных сигналов имеет вид узкого фокального кольца со средним радиусом R и шириной MD . Расстояние между центром выходного сигнала и фокальной окружностью радиуса R равно смещению следа частицы относительно центра поля зрения МФМ.

Считывание информации, которая отображается на фокальном кольце МФМ, может быть сделано соответствующей фотоэлектрической системой со светочувствительными элементами размерами $\Delta\rho$ и $\Delta\ell_\theta$. Положение измеряемого следа частицы может быть оценено с точностью $\Delta\rho$, в то время как точность по углу $\Delta\theta$ равна^{/10/}

$$\Delta\theta = \Delta\ell_\theta / \pi R. \quad /3/$$

В прототипе МФМ, описанном в^{/5/}, $R = 80$ мм, $D = 0,6$ мм, $M = 1$, $\lambda = 0,633$ мкм, а $a_{1/2} = 1/8$. Поэтому точность измерений в МФМ равна $\Delta\rho \approx 5$ мкм и $\Delta\theta \approx 8'$. Это позволяет находить события с высокой степенью достоверности.^{/9/}

Теперь оценим быстродействие МФМ. Сравнивая полную площадь фокального кольца $2\pi RDM$ с площадью одного элемента считывания, получим полное число элементов информации

$$N_t = N_\rho \cdot N_\theta = \frac{2\pi RDM}{\Delta\rho \cdot \Delta\ell_\theta} = \frac{2DM}{\Delta\rho \cdot \Delta\theta}, \quad /4/$$

где N_ρ и N_θ - число элементов информации вдоль направлений ρ и θ соответственно. Для прототипа МФМ, указанного выше, имеем: $N_\rho \approx 120$, $N_\theta \approx 3000$ и, таким образом, $N_t \approx 3,6 \cdot 10^5$.

Предположим, что выходные сигналы регистрируются матрицей прибора с зарядовой связью /ПЗС/ с числом чувствительных элементов 200×300 и со скоростью смены кадров 25 с^{-1} . Оставив в стороне проблему считывания выходных сигналов по фокальному кольцу и приняв во внимание то, что в МФМ не требуется вести сканирование по глубине, мы можем оценить полное время считывания информации с заданного поля зрения как 1 с. Это быстродействие значительно выше, чем быстродействие традиционного оптического микроскопа, снабженного компьютерным анализатором изображений^{/11/}, не говоря уже о системе с ручным просмотром.

Наконец, следует заметить, что в некоторых условиях физического эксперимента можно считывать выходные сигналы в интервале углов, который меньше 360° . Например, в экспериментах на нейтринных пучках ускорителя FNAL /США/ следы частиц релятивистской ионизации лежат внутри интервала углов $\pm 15^\circ$. В аналогичных экспериментах, проводимых на синхротроне Института физики высоких энергий /Серпухов/, мы имеем интервал углов $\pm 45^\circ$. В подобных ситуациях требуемое время считывания информации в МФМ пропорционально уменьшится.

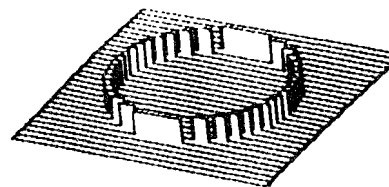


Рис.1. Трехмерная диаграмма двумерного распределения интенсивности света на выходной плоскости МФМ для объекта, состоящего из одного зерна серебра.

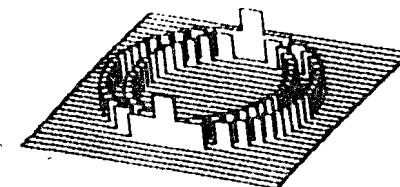


Рис.2. Трехмерная диаграмма двумерного распределения интенсивности света на выходной плоскости МФМ для объекта, состоящего из двух зерен серебра.

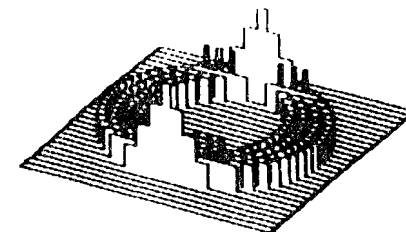


Рис.3. Трехмерная диаграмма двумерного распределения интенсивности света на выходной плоскости МФМ для следа частицы, состоящего из четырех зерен серебра.

2. ЭФФЕКТ КОНЕЧНОГО ЧИСЛА ЗЕРЕН СЕРЕБРА В СЛЕДЕ ЧАСТИЦЫ НА ВЫХОДНОЙ СИГНАЛ

Влияние зернистой, структуры прямых следов частиц на выходные сигналы МФМ рассмотрено в^{/2/}. Путем моделирования на ЭВМ показано, что наличие просветов в следе частицы приводит к дополнительным компонентам дифракции, которые лежат вне основной картины дифракции и создают фон, разбросанный по большому числу угловых элементов. Было также показано, что для следа частицы, состоящего из 30 зерен серебра на 100 мкм длины, отношение сигнала к шуму равно 20:1. Эти результаты дополнены исследованиями, приведенными в данной работе.

Чтобы объяснить структуру выходных сигналов в случае, когда прямой след частицы состоит из конечного числа точечных зерен серебра, обратимся к рис.1-3. Как было показано в^{/10/}, точечный объект формирует на выходной плоскости МФМ фокальную окружность. На рис.1 показан схематически подобный выходной сигнал, образованный одиночным зерном серебра. Так как МФМ является пространственно-инвариантной оптической системой^{/10/}, то выходные изображения двух зерен серебра, отстоящих друг от друга на расстоянии ℓ , имеют вид двух фокальных окружностей, центры ко-

торых находятся на расстоянии $M\ell$ друг от друга /рис.2/. Выходные сигналы, создаваемые четырьмя зернами серебра, показаны на рис.3. Два выходных сигнала появляются в области пересечения окружностей, в то время как остальные части окружностей создают сравнительно низкий фон, разбросанный по всему фокальному кольцу.

Чтобы получить количественные оценки распределения света в плоскости Фурье (x_2, y_2) МФМ /7,10/ для следа частицы, ориентированного вдоль оси Oy_1 и состоящего из различного числа зерен серебра n , мы выполнили моделирование на ЭВМ. Как было показано в /7/, это распределение интенсивности света имеет квазиоднородный характер с очень слабой зависимостью от координаты x_2 . Распределение интенсивности света вдоль оси y_2 сильно зависит от числа зерен серебра. Типичные примеры представлены на рис.4-6. На рис.4а показано поле зрения МФМ с двумя зернами серебра. Картина распределения интенсивности света дана на рис.4б, а на рис.4в представлена кривая распределения интенсивности света. Такие же картины показаны на рис.5 и 6 для числа зерен серебра в следе частицы, равного $n = 22$ и $n = 100$ соответственно.

Как было показано в /7,10/, свет, дифрагированный на сером следе частицы, который ориентирован вдоль оси y_1 , сконцентрирован в плоскости Фурье вдоль оси x_1 в пределах основного дифракционного максимума с $|y_2| < \lambda d_{12} / D$, где d_{12} - расстояние между входной плоскостью и плоскостью Фурье /7,12/. Была подсчитана энергия света, падающего в указанную область, для различного числа зерен серебра и для различных статистических реализаций распределения зерен серебра в следе частицы. Результаты этих расчетов показали, что энергия света, сконцентрированная в пределах основного дифракционного максимума, слабо зависит от реализаций распределения зерен серебра, а зависимость указанной энергии света может быть аппроксимирована формулой:

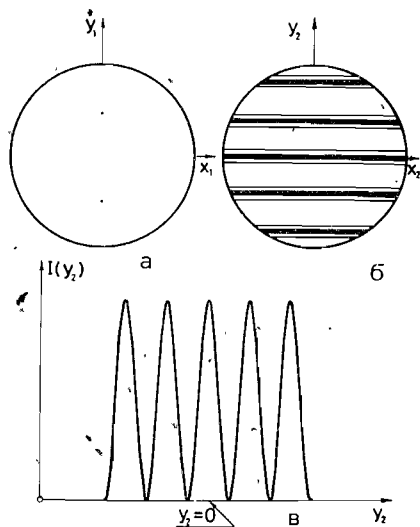


Рис.4. а/ - плоскость объекта $/x_1, y_1/$ с двумя зернами серебра, б/ - картина распределения интенсивности света в плоскости Фурье $/x_2, y_2/$ МФМ для такого объекта, в/ - кривая распределения интенсивности света вдоль оси y_2 при $x_2 = 0$.

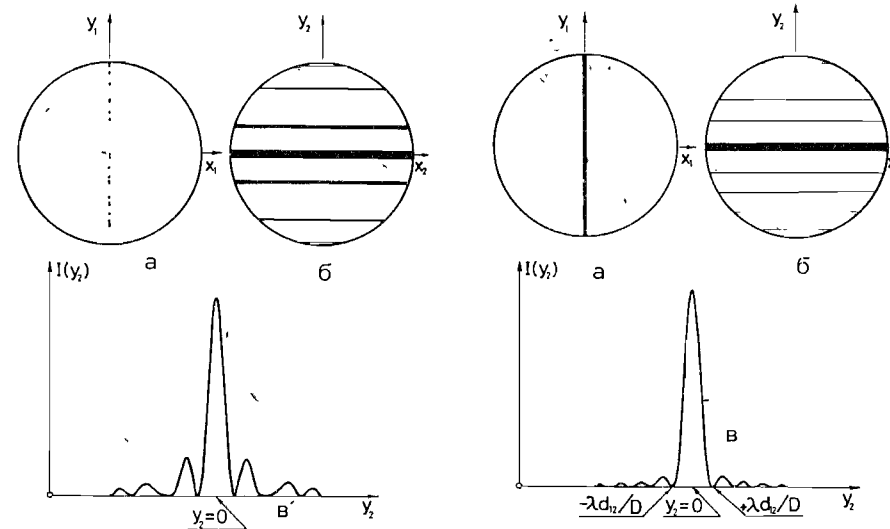


Рис.5. а,б,в/ - те же картины, что и на рис.4, но для следа частицы из 22 зерен серебра.

Рис.6. а,б,в/ - те же картины, что и на рис.4, но для серого следа частицы в качестве объекта.

$$\frac{I_0(n)}{I_t(n)} = \frac{n}{N_D}, \quad n \leq N_D \quad /5/$$

где I_t - полная энергия света, I_0 - та часть этой энергии, которая сосредоточена в пределах области основного дифракционного максимума с $|y_2| < \lambda d_{12} / D$, N_D - число зерен серебра, для которого след частицы можно считать серым. Правильное значение $I_0/I_t = 0,903$ для $n = N_D$ вместо значения 1,0, следующего из /5/. Указанное различие характеризует степень точности соотношения /5/.

3. ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ШУМУ, РАЗРЕШЕНИЕ И ГЛУБИНА ФОКУСА В МФМ.

Рассмотрим отношение сигнала к шуму в МФМ. Интенсивность света, дифрагированная на одном зерне серебра, пропорциональна a_0^2 , где a_0 - диаметр зерна серебра. Пренебрегая множителем порядка единицы, мы можем записать полную интенсивность света I_t , дифрагированного на n зернах серебра, как

$$I_t(n) = n a_0^2. \quad /6/$$

Так как выходные сигналы МФМ формируются из энергии света, сконцентрированной в главном максимуме, то каждый выходной сигнал имеет интенсивность I_s , равную

$$I_s = \frac{I_0}{2} = \frac{n I_t(n)}{2N_D} = \frac{n^2 a_0^2}{2N_D}. \quad /7/$$

Теперь предположим, что фон образуется зернами серебра, случайно распределенными в слое ядерной фотоэмульсии, и что единственным источником флуктуаций этого фона является пуассоновский шум.

Пусть N_B - число фоновых зерен серебра в поле зрения МФМ. Полная интенсивность этого фона, равномерно распределенного по фокальному кольцу, равна $N_B a_0^2$. Поэтому интенсивность фона от света I_B , падающего в один элемент системы фотоэлектрического считывания информации, равна

$$I_B = N_B \cdot a_0^2 \cdot \frac{\Delta l_\theta \Delta \rho}{2\pi RDM}. \quad /8/$$

Приняв во внимание соотношение $D = a_0 \cdot N_D$ и уравнения /7/, /8/, /3/, /4/, получаем следующее выражение для отношения сигнала к шуму в МФМ:

$$\frac{I_s}{I_B} = \frac{\pi n^2 a_0 \alpha_{1/2} R}{N_B \lambda D}. \quad /9/$$

Из уравнения /9/ мы видим, что с увеличением радиуса фокальной окружности R или числа зерен серебра в следе частицы отношение сигнала к шуму возрастает. При увеличении диаметра поля зрения МФМ D отношение сигнала к шуму уменьшается пропорционально $1/D$, так как с увеличением диаметра поля зрения МФМ число зерен в следе частицы растет линейно, в то время как число зерен фона N_B возрастает квадратично, так что постоянным остается отношение n^2/N_B .

В качестве примера рассмотрим прототип МФМ, описанный в /5/. Его параметры приведены в §3. Для следов частиц с типичными параметрами $n=20$ зерен серебра на 100 мкм и $a_0 \approx 1$ мкм получаем для отношения сигнала к шуму значение:

$$I_s/I_B \approx 10^7/N_B. \quad /10/$$

Это является ядерной иллюстрацией высокой устойчивости МФМ к шуму.

Из уравнения /9/ можно сделать также следующее фундаментальное заключение, а именно: в типичных условиях просмотра ядерной фотоэмульсии можно зарегистрировать сигнал от прямого следа частицы релятивистской ионизации с $a_0 < 1$ мкм, используя

мезооптическую систему с угловой апертурой $\alpha_{1/2} \ll 1$. Это утверждение кажется парадоксальным для традиционной оптики, но оно является прямым следствием изображающих свойств МФМ. Указанное заключение имеет очень большое значение для решения проблемы глубины фокуса. Как хорошо известно, глубина фокуса МФМ пропорциональна $(\alpha_{1/2})^{-2}$, и в случае $\alpha_{1/2} = 1/8$ достигнет значения 200-300 мкм, т.е. будет равна толщине ядерной фотоэмульсии, которая используется в научной программе "Нейтринный детектор" /12/.

Авторы выражают благодарность С.А.Бунятову за постоянный интерес и поддержку, Ю.А.Батусову - за полезные обсуждения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сороко М.Л. ОИЯИ, Б1-13-81-229, Дубна, 1981.
2. Люков В.В., Сороко М.Л. ОИЯИ, Б1-13-81-312, Дубна, 1981.
3. Сороко Л.М. ОИЯИ, Б1-10-82-808, Дубна, 1982.
4. Сороко Л.М. ОИЯИ, Б1-10-82-809, Дубна, 1982.
5. Астахов А.Я. и др. ОИЯИ, Р13-83-119, Дубна, 1983.
6. Астахов А.Я., Сороко Л.М. ОИЯИ, Р13-83-120, Дубна, 1983.
7. Астахов А.Я. и др. ОИЯИ, Р13-84-277, Дубна, 1984.
8. Bencze Gy.L., Soroko L.M. JINR, E13-84-310, Dubna, 1984.
9. Бенце Д., Сороко Л.М. ОИЯИ, Р13-85-136, Дубна, 1985.
10. Бенце Д., Сороко Л.М. ОИЯИ, Р13-85-137, Дубна, 1985.
11. CERN Courier, 1983. Junt. No.5, p.184.
12. ОИЯИ, Д1.2.13-84-332, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательских отдел
25 февраля 1985 года