

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТРЕКОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ ПУТЕМ
ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ВЫЧИТАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

С. Н. Малов

Введение

Создание ускорителей с повышенной энергией пучков и увеличение объема пузырьковой камеры требуют применения новых методов регистрации и визуализации информации, обеспечивающих наряду с приемлемой глубиной резко изображаемого пространства и повышение разрешения изображения. Выход из этого противоречия (которое не может быть разрешено методами традиционной проекционной оптики) был найден благодаря голографической регистрации и восстановлению изображений треков элементарных частиц [1]. Однако актуальной остается задача повышения отношения сигнал/шум изображения, что является необходимым условием автоматизации считывания информации.

Как известно, принцип действия пузырьковой камеры основан на образовании следа из пузырьков газа в жидкости по пути движения ионизирующей частицы. Средой регистрации в данном случае служит перегретая жидкость (водород, гелий, фреон и др.), в которой могут спонтанно образовываться пузырьки, никак не связанные с элементарными частицами, что существенно искажает полезную информацию. Кроме этого, при голографической записи треков существенное негативное влияние на качество реконструируемой информации оказывают когерентные эффекты, возникающие при дифракции освещающего объема лазерного пучка на неоднородностях перегретой жидкости. При реконструкции такой голограммы изображения треков наблюдаются на интенсивном фоне. По сути дела мы кроме внеосевой голограммы регистрируем также и осевую голограмму Фраунгофера, свойства которой хорошо известны [2]. Влияние неоднородности среды можно ослабить, пропуская внеосевой опорный пучок по тому же оптическому пути, что и предметный, но, во-первых, это требует использования уникальных и дорогих оптических систем [3], а во-вторых, совершенно не исключает процесса регистрации голограмм Фраунгофера (как минимум по одной на каждый освещающий пучок). Таким образом, голографический принцип регистрации треков элементарных частиц в представленном варианте принципиально не позволяет избавиться от фона, на котором формируется изображение треков.

Существенный интерес представляет использование метода голографического вычитания изображений [4,5] с целью исключения (или подавления) фона, что влечет за собой повышение отношения сигнал/шум изображения треков. Этот метод показывает хорошие результаты при регистрации голограммы в фурье-плоскости оптической системы, поскольку введение фазового сдвига между вычитаемыми волновыми фронтами легко осуществлять относительным смещением в собственной плоскости одного из сравниваемых объектов. Представляется, что тот же результат будет реализован и в случае голограммы Фраунгофера с введением фазового сдвига посредством изменения параметров внеосевого опорного пучка.

Схематически процесс регистрации треков элементарных частиц в пузырьковой камере показан на рис. 1, где освещение объема камеры происходит осевым плоским монохроматическим пучком единичной амплитуды. Поле после прохождения камеры условно представим в виде

$$U(x) = \alpha U_1(x) + \beta U_2(x) + \gamma U_3(x), \quad (1)$$

где $U_1(x)$ — волна, образующаяся при дифракции освещающего пучка на пузырьках трека элементарных частиц; $U_2(x)$ — освещающая волна, прошедшая объем без изменения; $U_3(x)$ — волна, рассеянная на неоднородностях перегретой жидкости; коэффициенты α , β и γ символизируют степень использования первоначальной волны для тех или иных целей, причем

$$\alpha + \beta + \gamma = 1. \quad (2)$$

Рассмотрим процесс формирования голограммы и восстановления изображения с нее отдельно для каждого составляющего поля (1). Представим пузырьки, образующиеся в результате прохождения элементарных частиц в камере, в виде набора δ -функций

$$U_1(x) = \alpha \sum_n^N \delta(x - x_n), \quad (3)$$

где x_n — положение n -го пузырька из общего их количества N относительно оси z (рис. 1).

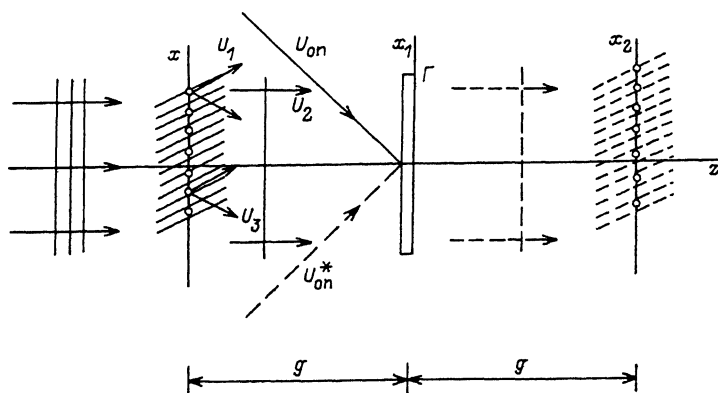


Рис. 1. Схема регистрации (до плоскости x_1 и восстановления (после плоскости x_2) голограммы Фраунгофера Γ с внеосевым опорным пучком.

Используя упрощения, введенные Вандер-Люгтом [6], запишем распре-

деление амплитуд, образуемое волной (3) в плоскости голограммы x_1 , в виде интеграла свертки

$$U_1(x_1) \sim \alpha \int_{-\infty}^{\infty} \sum_n^N \delta(x - x_n) \Psi(x - x_1, G) dx, \quad (4)$$

где

$$\Psi(x - x_1, G) = \exp \left[- \frac{i\pi}{\lambda} G(x - x_1)^2 \right], \quad (5)$$

$G = 1/g$, g — расстояние от камеры до голограммы, λ — длина волны используемого лазерного излучения.

Несложные преобразования выражения (4) позволяют записать распределение амплитуд в более простом виде

$$U_1(x_1) \sim \alpha \sum_n^N \exp \left[- \frac{i\pi}{\lambda g} (x_1 - x_n)^2 \right]. \quad (6)$$

Последнее выражение свидетельствует о том, что в плоскость регистрации приходит набор сферических волн с радиусом кривизны g .

Голограмма осуществляет регистрацию поля (6) в присутствии внеосевой опорной волны $U_{он}$ (рис. 1) и восстанавливает сопряженное при условии освещения ее волной, сопряженной опорной, т. е.

$$U_1(x_1) \sim \alpha \sum_n^N \exp \left[- \frac{i\pi}{\lambda g} (x_1 - x_n)^2 \right]. \quad (7)$$

Аналогично поле в плоскости действительного изображения представим в виде свертки

$$U_1(x_2) \sim \alpha \int_{-\infty}^{\infty} \sum_n^N \exp \left[- \frac{i\pi}{\lambda g} (x_1 - x_n)^2 \right] \Psi(x_1 - x_2) dx_1 \quad (8)$$

и после некоторых преобразований получим распределение амплитуд в плоскости действительного изображения

$$U_1(x_2) \sim \alpha \sum_n^N \exp \left[- \frac{i\pi}{\lambda g} (x_2^2 - x_n^2) \right] \delta(x_2 - x_n). \quad (9)$$

Таким образом, в плоскости x_2 , как и следовало ожидать, формируется набор δ -функций, каждая из которых образуется соответствующей сходящейся сферической волной. Поскольку δ -функции не перекрываются, то для распределения интенсивности можем записать

$$I_1(x_2) \sim \alpha^2 \sum_n^N \delta(x_2 - x_n). \quad (10)$$

Второе слагаемое выражения (1) описывает плоскую осевую освещающую камеру волну. Естественно, что при регистрации и реконструкции мы получим в плоскости действительного изображения такую же волну, ослабленную коэффициентом β . Поэтому $I_2(x_2)$ можем записать в виде

$$I_2(x_2) \sim \beta^2. \quad (11)$$

Наконец, третью составляющую поля (1) представим в виде некоторой случайной фазовой функции, преобразующей освещающую плоскую волну в ограниченный набор плоских волн, т.е.

$$U_3(x) \sim \sum_m^M \gamma_m \exp(2i\pi \xi_m x), \quad (12)$$

где $\sum_m^M \gamma_m = \gamma$, $\xi_m = (\cos \theta_m)/\lambda$, θ_m — угол преломления для m -й составляющей поля.

С помощью алгоритма Вандер-Люгта получим распределение амплитуд в плоскости голограммы

$$U_3(x_1) \sim \sum_m^M \gamma_m \exp(i\pi\lambda g \xi_m^2) \exp(2i\pi \xi_m x_1). \quad (13)$$

Освещение такой голограммы волной, сопряженной опорной, приведет к следующему распределению в плоскости действительного изображения:

$$U_3(x_2) \sim \sum_m^M \gamma_m \exp(-2i\pi \xi_m x_2). \quad (14)$$

Можно без учета взаимной интерференции, образующей спекл-структуру, записать следующее распределение интенсивности:

$$I_3(x_2) \sim \gamma^2. \quad (15)$$

Вышеприведенные упрощенные рассуждения позволяют приблизительно оценить отношение сигнал/шум изображения треков. В самом деле, исходя из (10), (11) и (15) запишем

$$\frac{C}{\text{Ш}} \sim \frac{\alpha^2}{\beta^2 + \gamma^2}. \quad (16)$$

Надо отметить, что в действительности процесс регистрации голограммы Фраунгофера с внеосевым опорным пучком протекает гораздо слож-

нее и результирующее изображение несравненно богаче представленного. Однако полученное соотношение (16) отражает тот факт, что в данной схеме принципиально невозможно повысить отношение сигнал/шум, поскольку от составляющих (11) и (15) или хотя бы от одного из них избавиться нельзя.

Получение двукратно экспонированной голограммы Фраунгофера с введением фазового сдвига между экспозициями

Допустим, что перед регистрацией голограммы на фотопластинку записывалась еще одна, причем в момент времени перед пролетом элементарной частицы, т.е. до образования пузырьков, но уже после получения перегретой жидкости. Еще одно условие — угол падения опорного пучка должен отличаться на малую величину от угла, который применяется при регистрации пузырьков, т.е.

$$U_{\text{он}}^1(x_1) = U_{\text{он}}(x_1) \exp(-2i\pi\eta x_1), \quad (17)$$

где $\eta = (\cos \varphi)/\lambda$, φ — разница между углом наклона в первом и втором случаях.

Волна, пришедшая в плоскость регистрации, содержит только шумовые составляющие (пузырьки еще не возникли). При освещении такой двукратно экспонированной голограммы восстанавливающим пучком $U_{\text{он}}^1(x_1)$ получим следующее распределение амплитуд:

$$U(x_1) \sim \beta' \exp(2i\pi\eta x_1) + \sum_m^M \gamma_m \exp(-i\pi\lambda g \xi_m^2) \exp[-2i\pi(\xi_m - \eta)x_1] + \beta + \sum_m^M \gamma_m \exp(-i\pi\lambda g \xi_m^2) \exp(-2i\pi\xi_m x_1) + \alpha \sum_n^N \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda g} (x_1 - x_n)^2\right]. \quad (18)$$

Будем считать, что амплитуды волн, прошедших через камеру без изменений, отличаются незначительно, т.е. $\beta \approx \beta'$, тогда (18) преобразуется к виду

$$U(x_1) \sim \left[\beta + \sum_m^M \gamma_m \exp(-i\pi\lambda g \xi_m^2) \exp(-2i\pi\xi_m x_1) \right] \left[1 + \exp(2i\pi\eta x_1) \right] + \alpha \sum_n^N \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda g} (x_1 - x_n)^2\right]. \quad (19)$$

Из (19) следует, что в плоскости голограммы формируется регулярная интерференционная картина с пространственной частотой η , обусловленная суперпозицией двух идентичных шумовых полей. Кроме того, в восстановленном поле содержится также волна, обусловленная дифракцией на пузырьках при второй экспозиции и служащая квазиоднородным фоном для этой интерференционной картины. Поскольку первое и второе слагаемые (19) описывают некоррелированные неидентичные поля, то распределение

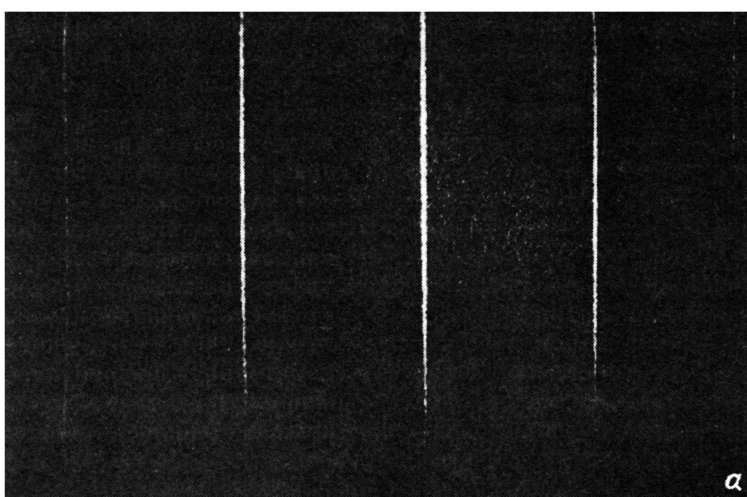
интенсивности в плоскости голограммы можно записать, возведя в квадрат по модулю первое и второе слагаемые, т. е.

$$I(x_1) \sim 4|\beta + \sum_m^M \gamma_m \exp(-i\pi\lambda g \xi_m^2) \exp(-2i\pi\xi_m x_1)|^2 \cos^2(\pi\eta x_1) + \alpha^2 \left| \sum_n^N \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda g} (x_1 - x_n)^2\right] \right|^2. \quad (20)$$

Выражение (20) свидетельствует о том, что в плоскости голограммы существуют такие области, где первое слагаемое пренебрежимо мало [7]. Поэтому если апертуру восстанавливающего пучка сократить до размеров этой области (нерасширенный лазерный пучок), то в реконструированной волне будет присутствовать пара противофазных волн, отвечающих за шумовую составляющую, и сигнальная волна (второе слагаемое (19)). В плоскости действительного изображения пара противофазных волн взаимно гасится, а сигнальная волна на темном фоне формирует изображение треков элементарных частиц. Таким образом, за счет уменьшения первого слагаемого в (20) мы получаем значительное увеличение отношения сигнал/шум.

Экспериментальная реализация

Для проверки приведенных выше рассуждений была сконструирована модель пузырьковой камеры, где роль рассеивающей среды (перегретой жидкости) играет диффузно рассеивающий экран, а роль треков — леска диаметром 150 мкм (характерный размер пузырьков). Первая экспозиция проводилась в отсутствие лески в камере, перед второй леска вводилась в камеру, а опорный пучок поворачивался примерно на угол $1'$ путем смещения коллимирующего объектива в плоскости, перпендикулярной оптической оси. После двукратного экспонирования фотопластинка подвергалась



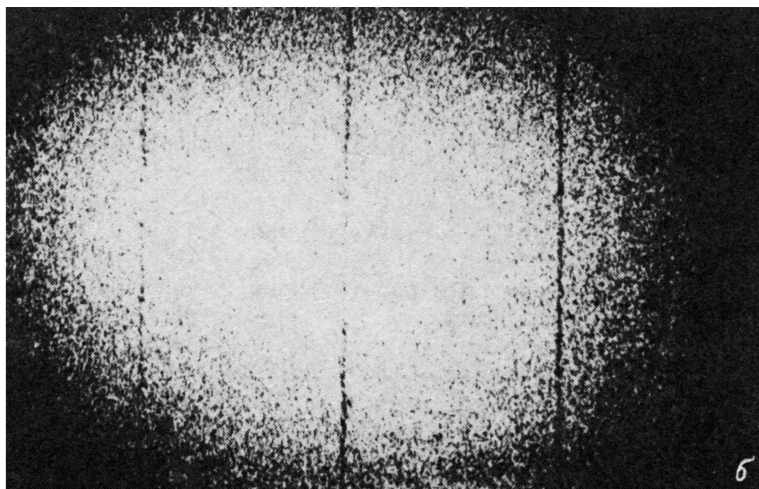


Рис. 2. Действительное изображение (в модели пузырьковой камеры) треков элементарных частиц.

а — в случае голографического вычитания изображений, б — обычной голограммы Фраунгофера.

лась обработке с отбеливанием в растворе $R = 10$ [8] и освещалась малоапертурным (нерасширенным) лазерным пучком, что соответствовало пространственной фильтрации голограммы малой апертуры. Центр восстанавливающего пучка совмещался с центром темной полосы интерферограммы, а диаметр не превышал половины периода. В плоскости действитель-

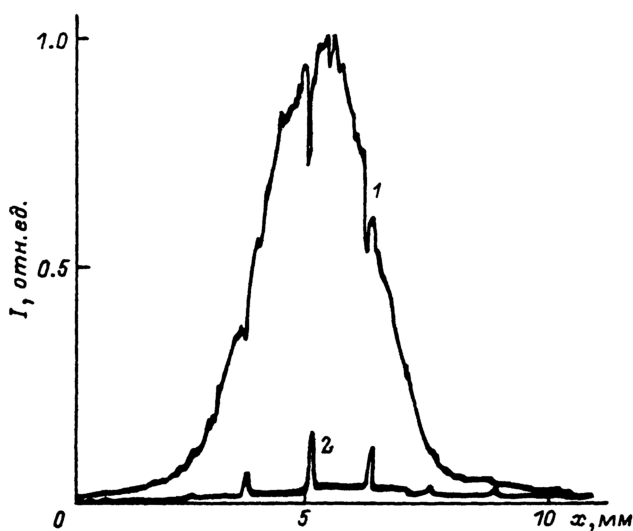


Рис. 3. Распределение интенсивностей в плоскости действительного изображения.

ного изображения на темном фоне формировалось изображение треков (рис. 2, а). Для сравнения на рис. 2, б представлена фотография действительного изображения, сформированного одноэкспозиционной голограммой Фраунгофера.

Результат сканирования плоскости действительного изображения представлен на рис. 3, где кривая 1 соответствует обычной голограмме Фраунгофера, а кривая 2 — двукратно экспонированной с голографическим вычитанием. Измеренные отношения сигнал/шум составляют соответственно 5.4 и 1.4, что свидетельствует о значительном повышении качества изображения треков.

Рассмотрим возможный алгоритм работы схемы голографической регистрации треков элементарных частиц [1]. От синхротрона подается стартовый импульс в центр управления, который вырабатывает электрический сигнал для запуска расширительного электромагнитного клапана за 15—20 мс перед впуском пучка элементарных частиц. Непосредственно перед впуском (за 2—4 мс) срабатывает импульсный лазер, осуществляя первую экспозицию. Затем, во время роста пузырьков в камере, который длится до 20 мс, происходит смещение коллимирующего объектива опорного пучка на 20—40 мкм перпендикулярно его оптической оси и импульсный лазер вторично засвечивает рабочий объем пузырьковой камеры и голограмму. Восстановление разностного изображения производят по вышеописанной методике.

Таким образом, предлагаемый в настоящей работе метод исключения фона в действительном изображении треков элементарных частиц позволяет в значительной мере повысить отношение сигнал/шум изображения, повышая достоверность снимаемой информации и способствуя автоматизации обработки полезного сигнала.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Турухано Б.Г. // Матер. I Всесоюз. школы по голографии. Л., 1971. С. 360—401.
- [2] Оптическая голография / Под ред. Г. Колфилда. М.: Мир, 1982. 736 с.
- [3] Турухано Б.Г., Турухано Н. // Опт. и спектр. 1968. Т. 25. С. 309—311.
- [4] Gabor D., Stroke G.W., Restrict R. et al. // Phys. Lett. 1965. Vol. 18. N 2. P. 116—118.
- [5] Клименко И.С., Малов С.Н. // ЖТФ. 1985. Т. 56. Вып. 7. С. 1329—1337.
- [6] Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
- [7] Клименко И.С., Малов С.Н., Рябухо В.П. // ДАН СССР. 1985. Т. 272. № 2. С. 365—369.
- [8] Russo V., Sottini S. // Appl. Opt. 1968. Vol. 7. N 1. P. 202.

Иркутский научных центр

Поступило в редакцию
11 января 1991 г.