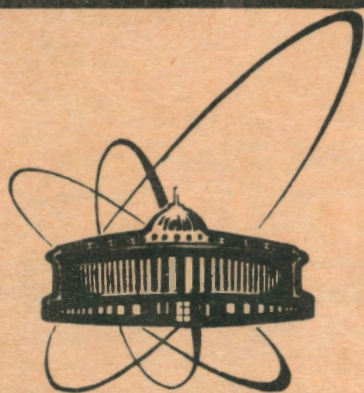


91-343



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

P13-91-343

Л. И. Качанова, В. И. Ляшенко, В. И. Сатаров,
Э. Содномын, Т. Тудор, Нгуен За Тхай,
Ю. А. Щербаков

**СТРУКТУРА ИЗОБРАЖЕНИЯ СТРИМЕРА
В КАМЕРЕ, ОСВЕЩАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ**

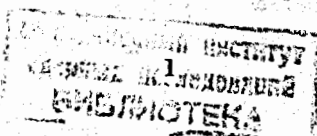
1991

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время стримерные камеры с успехом используются в физическом эксперименте /1-3/. Основное достоинство этих камер - простота, управляемость, возможность работать с большим потоком частиц, возможность изменения состава и давления газа. К недостаткам камеры относится недостаточно высокое пространственное разрешение 1.5-2 мм, малая яркость треков, что требует применения фотопленки очень высокой чувствительности или электронно-оптических преобразователей.

В последние годы были сделаны решительные шаги по совершенствованию стримерной камеры. Во-первых, это связано с увеличением давления в камере /4/, что уменьшает отрицательное влияние диффузии. Второе усовершенствование связано с освещением камеры лазерным источником, при этом трек получается не от собственного света разряда /5/, а как теневое изображение стримера. Оказалось, что природа изображения стримера совершенно отлична от той, которую мы наблюдаем в обычной стримерной камере. Если в обычной стримерной камере стример выглядит как светящийся центр, составленный из возбужденных атомов, то при лазерном освещении стример представляется в виде нагретой области газа, обладающей повышенным показателем преломления. Размер этого центра зависит уже от динамики нагрева газа и по размерам он гораздо меньше /примерно в 3-5 раз/, чем обычный стример. Изображение стримера выглядит уже как дифракционный оптический объект и имеет благодаря использованию внешнего лазерного освещения высокую яркость и контрастность, приближающую ее к изображениям пузырьков в пузырьковых камерах /6,7/.

Оптическая схема, использованная в 5-ти атмосферной камере, созданной для работы с пионными пучками в ЛЯП, представлена в работе /8/. Полученные на этой установке результаты по регистрации структуры оптических изображений стримеров сопоставляются с теоретическими расчетами дифракционного изображения малых объектов, изложенными в работах /9-14/.



СНЯТИЕ ИНФОРМАЦИИ В КАМЕРЕ

Стримерная камера высокого давления, в которой производились измерения, описана в работе /7/. На рис.1 показана оптическая схема указанной установки. Основной особенностью ее является использование специального метода

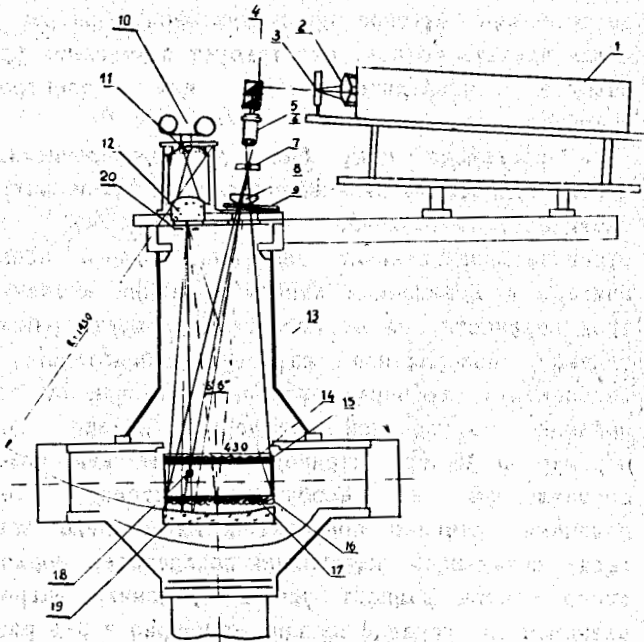


Рис.1. Система освещения:

1 - лазер, 2 - выходное окно, 3 - цилиндрическая линза, 4 - кювета, 5 - объектив, 6 - выходные линзы объектива, 7 - диафрагма, 8 - коррегирующая астигматизм линза, 9 - стол с выходным иллиминатором, 10 - фотоаппарат, 11 - выходная линза объектива, 12 - входная линза объектива, 13 - корпус камеры, 14 - верхнее стекло камеры, 15 - прозрачное токопроводящее покрытие, 16 - нижнее стекло камеры, 17 - нижнее токопроводящее покрытие, 18 - положение стримера в камере, 19 - сферическое зеркало, 20 - выходная диафрагма.

фотографирования-так называемого двойного шпиррен-метода /15/, позволяющего при освещении камеры одним световым источником получить на одном кадре два изображения трека (действительное и мнимое), снятых с разных направлений. Это дает возможность восстанавливать пространственные координаты любого события, происходящего в камере. Такой метод освещения требует объектива с двойной глубиной резкости: от верхнего стекла до отражающего зеркала и обратно.

Освещение чувствительного объема камеры производилось с помощью импульсного азотного ультрафиолетового лазера мощностью около 2 МВт /16/. Ультрафиолетовое излучение от лазера преобразовывалось в кювете родамина 6Ж в видимый спектр с длиной волны около 600 нм и направлялось в камеру через соответствующие объективы и иллиминатор. Под камерой было установлено новое ситалловое сферическое зеркало с очень малым коэффициентом линейного расширения и радиусом кривизны 1425,5 мм, имевшее диэлектрическое пятислойное покрытие, позволяющее получить максимальное отражение в области длин волн (600 ± 30) нм.

Отраженный свет собирался зеркалом и направлялся в специальный объектив с фокусным расстоянием 84 мм и с разрешением примерно 100 линий / мм, рассчитанный как монохромат и обеспечивающий необходимую глубину резкости. Перед входом в объектив была установлена специальная диафрагма, на которую фокусировался сопряженный фокус лучей от зеркала и которая убирала посторонние лучи, шедшие в апертуру объектива от рассеяния на треке и на ограничительных стеклах камеры. Наличие такой диафрагмы исключительно важно для получения четких изображений - действительного и мнимого, так как она устраняла ненужные наложения лучей. Диаметр диафрагмы составлял 1-2 мм, а освещаемый объем камеры $(500 \times 400 \times 80)$ мм³.

Система освещения, примененная в установке, была несколько изменена для того, чтобы иметь возможность использовать мощность лазера полностью. Ранее на выходе лазера устанавливалась сферическая линза, которая давала на кювете точечный пучок ($\phi \approx 0,2$ мм), что, однако, приводило к

значительному ограничению мощности лазера. При мощности излучения от лазера в 2 МВт происходило разрушение переднего окна кюветы от ультрафиолетового излучения. В настоящей системе освещения мы использовали цилиндрическую линзу, которая формировала пучок длиной 30 мм и толщиной до 15 мкм, который уже не разрушал стенку кюветы. Свет вводился сбоку через шлифованное окно в цилиндрическую кювету, а конвертированное излучение выводилось через торцы кюветы и с одной стороны направлялось в камеру, а с другой на контрольный датчик. На рис.2 показан один из кадров, полученный по этой схеме. На кадре оба изображения следа хорошо видны и имеют достаточно высокую яркость, слегка отличающуюся по плотности почернения. Фотографирование производилось на пленку микрат-300 с разрешением порядка 300 линий / мм и чувствительностью порядка 10-20 ед.ГОСТ. Задержка подачи импульса от лазера относительно момента входа частицы в камеру составляла около 1.3 мкс.

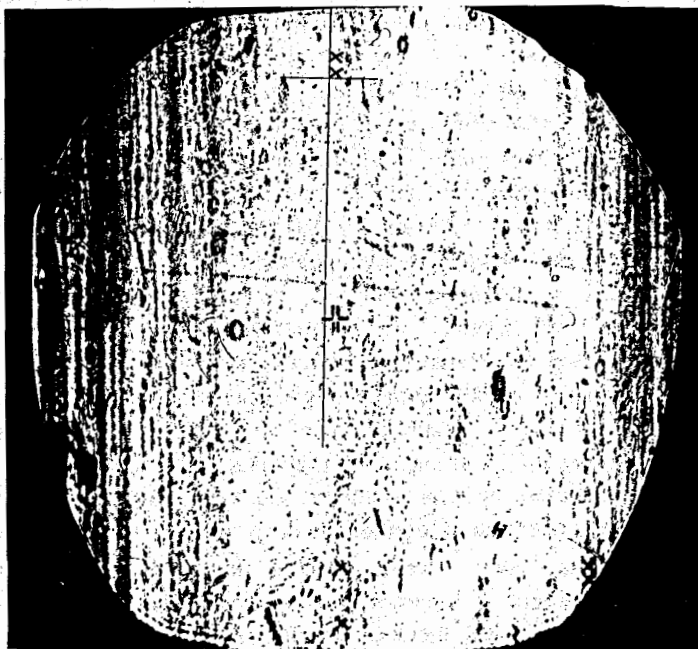


Рис.2. Фотоснимок с камеры.

На рис.3 показан типичный вид увеличенных изображений стримера, где виден дифракционный характер каждой из его проекционной тени. Измерения центральной области мы проводили на микроскопе УИМ-21, снабженном объективом с повышенным увеличением. Проводилось измерение диаметра первого максимума в дифракционной картине отдельного стримера. На рис.3 эта область отмечена стрелками. Средний диаметр центрального темного пятна на пленке, измеренный многократно с помощью микроскопа, дает следующий результат:

$$d' = 40,6 \pm 8 \text{ мкм.}$$

В нашем случае картина, получаемая в плоскости наблюдения, есть результат интерференции между волной, дифрагировавшей на объекте и опорной волной, распространяющейся вдоль оптической оси. Как отмечалось ранее, на фотографии от каждого стримера получалось по два изображения /см.рис.2/. Волны, которые давали действительное и мнимое изображения стримера, проходили разные расстояния от стримера до пленки. Так как стримеры

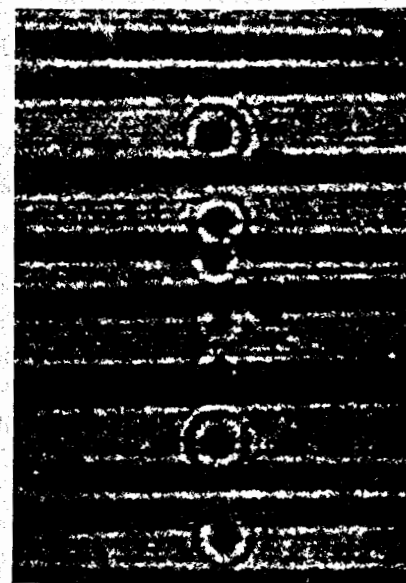


Рис.3. Снимок увеличенных изображений стримеров. Здесь стрелками показан размер центрального пятна изображения стримера.

располагались на различных глубинах, то эти расстояния для действительного изображения были:

$$L_{\min} = 1297 [\text{мм}];$$

$$L_{\max} = 1443 [\text{мм}];$$

а для мнимого изображения:

$$L_{\min} = 1481 [\text{мм}];$$

$$L_{\max} = 1576 [\text{мм}].$$

В наших расчетах мы будем предполагать, что стример находится на некотором среднем расстоянии от объектива:

$$L_{\text{ср}} = Z_{\text{ср}} = 1425,5 [\text{мм}].$$

Истинный размер стримера мы получаем, умножая размер центрального темного кольца на пленке $/d'/$ на коэффициент увеличения оптической системы. Коэффициент увеличения оптической системы мы определяли двумя способами:

1) экспериментально: нанося реперные кресты на верхнюю и нижнюю плоскости камеры и затем сравнивая расстояния между ними на пленке и на камере;

2) теоретически: на ЭВМ, используя методы матричной оптики. Средний коэффициент увеличения оптической системы оказывается равным:

$$K = 13,4 \pm 0,2/$$

Для объектов, расположенных в разных местах этот коэффициент будет разным. Таким образом средний видимый диаметр стримера оказывается равным

$$d = 544 \pm 100 / \text{мкм}.$$

Это показывает, что в случае лазерного освещения при давлении в камере 1 атм и значительной задержке между началом образования стримера и моментом освещения (порядка 1 мкс) размеры стримера оказываются меньше, чем в обычной стримерной камере, где они имеют диаметр порядка 1,5 мм.

Как показывают наши результаты измерений, скорость движения фронта ударной волны в смеси гелий-метан (рис. 4) при концентрации метана свыше 10% составляла порядка 1,1 км /сек и при задержке 1,3 мкс ударная волна не дает вклад в дифракционную картину, уходя на расстояние, большее 1мм, от центра стримера.

РАЗМЕРЫ СТРИМЕРА ПО ТЕОРЕТИЧЕСКИМ ОЦЕНКАМ

Мы вправе считать, что дифракционная картина стримера

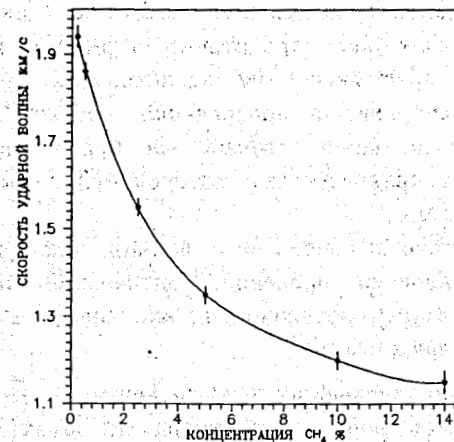


Рис. 4. Зависимость скорости ударной волны от концентрации CH₄.

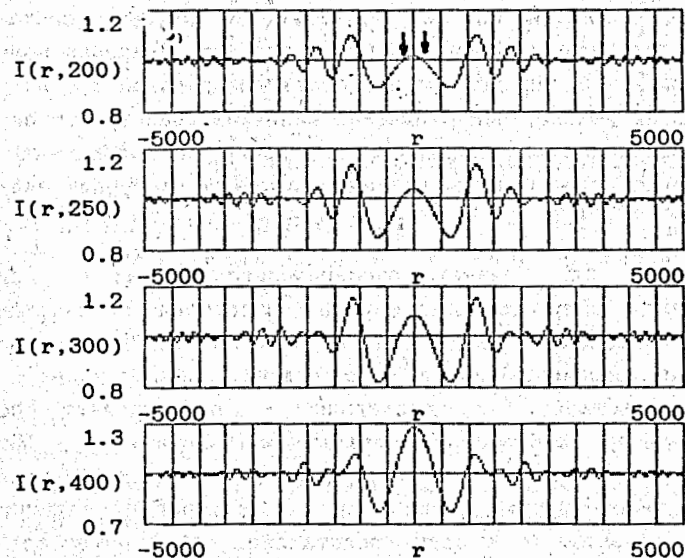


Рис. 5. Характер дифракционного изображения стримеров для $2a = 400, 500, 600, 800$ [мкм] и $Z = 1425$ мм. По оси ординат интенсивность света $I(a, r)$, где r -координата в плоскости наблюдения в мкм. Стрелками показан измерившийся размер.

близка к изображению прозрачных объектов (например, капель жидкости), как это было рассмотрено в работе (14) Томпсоном Б.Ж. В первом приближении мы воспользуемся расчетами для сферически симметричного прозрачного объекта (12). Следует заметить, что в нашем случае мы будем иметь дело с фраунгоферовой дифракцией, для которой будут выполняться оба необходимых условия:

1) точечный источник света ($\varnothing \approx 0,2\text{мм}$), площадь наблюдения нормальна направлению проекции, оптическая система имеет хорошую оптическую коррекцию и мы имеем дело с почти парааксиальными лучами/ $\theta < 10^\circ$ /;

2) приблизительно справедливо соотношение $Z \gg \frac{d^2}{\lambda}$ или $\frac{d^2}{\lambda Z} \leq 1$, где Z - среднее расстояние от объектива до объекта (1425,5 мм).

В нашем случае $\frac{d^2}{\lambda Z} \approx 0,28 < 1$.

Важным условием является то, чтобы объект во время съемки не сдвигался на величину, большую одной десятой от его диаметра. В нашем случае длительность импульса света от лазера составляла примерно 5×10^{-9} с, скорость движения молекул газа порядка 10^8 мк/сек и сдвиг составлял порядка 0,5 мк. Это значительно меньше, чем ожидаемая величина диаметра объекта.

Распределение интенсивности в плоскости наблюдения для частиц с круговым поперечным сечением имеет следующий вид:

$$I(r, a) = 1 - 2a \sin\left(\frac{\pi r^2}{2}\right) \frac{J_1(xar)}{r} + a^2 \left(\frac{J_1(xar)}{r}\right)^2;$$

где $x = \frac{2\pi}{\lambda Z}$, $2a$ - диаметр рассеивающего центра; λ - длина волны света, облучающего камеру, Z - расстояние от частицы до плоскости наблюдения; J_1 - функция Бесселя первого порядка.

В этом выражении имеется три члена: первый член - это просто константа, а последний - представляет собой фраунгоферову дифракционную осцилляцию (осцилляции Айри). Средний же член включает в себя фраунгоферову дифракционную картину, умноженную на функцию синуса, которая не зависит от размера объекта. Этот член представляет собой интерференцию между конкретным фоном и дифрагировавшим светом от объекта.

Расчеты были выполнены на ЭВМ по стандартной программе MSCAD. На рис.5 показан характер дифракционного изображения для $2a = 400, 500, 600, 800$ мкм при одном и том же $Z = 1425,5$ мм. На этих изображениях измерялась ширина центрального максимума,

обозначаемая нами через d . На рис.5 дана зависимость между d и $2a$, взятых из рис.6. Средняя измеренная нами величина видимого диаметра стримера

$$d = 544 \pm 100 / \text{мкм}$$

здесь удовлетворяет $2a = 550$ [мкм]. Таким образом, расчеты хорошо воспроизводят ожидаемую структуру и размер изображения стримера, который оказывается значительно меньше, чем диаметр стримера в обычной стримерной камере.

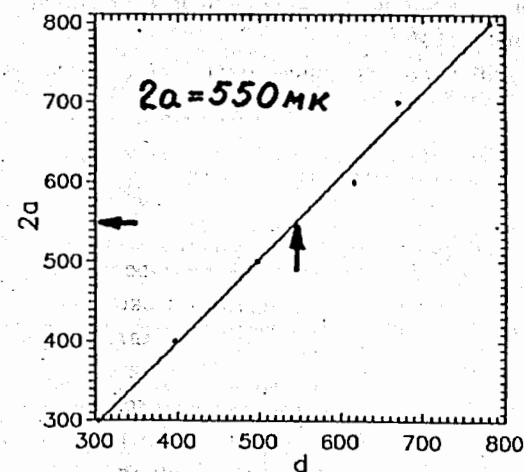


Рис.6. Зависимость между $2a$ и d , взятых из рис.5, где a и d в мкм.

Литература.

1. Sncherbakov Yu.A. et al. Nuovo Cim., v.31A, 249, 1976.
2. Sandweiss J. Phys.Rep., 83, 29, 1982.
3. Sandoval A. et.al. Nucl. Phys., A461, 465, 1987.
4. Кулюкин М.М. и др. Препринт ЛИЯФ, Л., № 36, 1, 1973.
5. Кулюкин М.М., Понтекорво Д.Б., Фаломкин И.В., Щербаков Ю.А. ПТЭ, 6, 11, 1965.
6. Будзьяк А. и др. Препринт ОИЯИ, 1-80-303, Дубна, 1980.
7. Содномын Э. и др. Препринт ОИЯИ, 13-88-817, Дубна, 1988.
8. Содномын Э. и др. Препринт ОИЯИ, 13-87-312, Дубна, 1987.
9. Thompson B.J. J.Soc.Photo-Optical Engng., 2, 43, 1963a.

10. Thompson B.J. J.Opt.Soc.Am., 53, 1350, 1963.
11. Thompson B.J. Japan J.Appl.Phys.Supplement I, 4, 302, 1965.
12. Parrent G.B. and Thompson B.J. Opt. Acta, 11, 183, 1964.
13. De Velis J.B., Parrent G.B. and Thompson B.J. J.Opt.Soc. Am., 56, 423, 1966.
14. Thompson B.J. Proc.Semin. Holography. Redondo Beach California: SPIE 15, 25, 1968.
15. Ульманн П., Ульманн Х., Шербаков Ю.А. Препринт ОИЯИ, 13-85-582, Дубна, 1985.
16. Бан Хе Сок и др. Препринт ОИЯИ, 13-87-415, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июля 1991 года.