

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПО ФОТОГРАФИЯМ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ
В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ***И. И. Першин***1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР****1.1. В в е д е н и е**

При экспериментах с частицами высоких энергий все большую роль играют исследования, проводимые с помощью пузырьковых камер.

Физические измерения, выполняемые по фотографиям следов частиц в пузырьковых камерах, хотя и основаны на использовании методов, развитых при работе с камерами Вильсона и фотоэмульсиями, но отличаются специфическими особенностями. Отличие в методике измерений, с одной стороны, обусловлено новыми оптическими условиями и своеобразием структуры следа в пузырьковой камере, а с другой—изменением соотношений между измеряемыми и фоновыми величинами.

При проведении исследований с частицами высоких энергий от ускорителей в большинстве случаев требуется информация статистического характера, возникающая лишь при детальном анализе большого числа взаимодействий, интересующих исследователя. В связи с этим при таких исследованиях получили большое развитие методы, использующие электронные регистрирующие устройства. Однако при изучении ряда сложных процессов в пузырьковых камерах можно накопить значительную информацию за время, сравнимое со временем, требуемым для создания специальных электронных регистрирующих устройств. Пузырьковые камеры более эффективны, чем другие трековые детекторы. Особенно ощутимы их преимущества при исследовании и поисках редких явлений, как это видно из таблицы I, составленной по данным обзора Глазера²³.

Высокая эффективность пузырьковых камер при регистрации событий, вызванных быстрыми частицами, обусловлена главным образом тремя факторами: а) плотность вещества в пузырьковых камерах приблизительно в 10^3 раз превосходит плотность газа в обычных камерах Вильсона; б) пузырьковые камеры способны работать с циклом в несколько секунд; в) современные пузырьковые камеры обладают значительными геометрическими размерами. Возможность наблюдения интересующих исследователя событий одновременно по всему объему пузырьковой камеры, облегчает как поиски взаимодействий, так и прослеживание корреляций между событиями. В связи с этим возникают также благоприятные условия для создания устройств, позволяющих автоматизировать обработку следов частиц.

Для получения однородных результатов в отношении измеряемых величин при работе пузырьковых камер должны быть соблюдены определенные условия, обеспечивающие стабильность работы камер.

Т а б л и ц а I

Сравнительные характеристики камер и фотоэмульсии, используемых для детектирования следов ядерных частиц при длине следа 50 см

Тип детектора	Плотность рабочего вещества ρ , г/см ³	Радиационная длина λ , см	Тормозная способность на 50 см длины камеры, г/см ²	Эффективность *)	
				событий в день при $\sigma_{\text{нукл}} = 10-30 \text{ см}^2 = 1 \text{ мкбарн}$	событий на снимок при $\sigma_{\text{нукл}} = 10-27 \text{ см}^2 = 1 \text{ мбарн}$
Камера Вильсона с аргоном при давлении 1 ат	0,0017	11600	0,085	0,015	0,0003
Диффузионная камера с водородом при давлении 20 ат . .	0,0019	36300	0,095	0,016	0,0003
Водородная пузырьковая камера	0,05	1380	2,5	0,43	0,008
Гелиевая пузырьковая камера	0,10	963	5,0	0,86	0,015
Пропановая пузырьковая камера	0,43	110	22	3,7	0,07
Пузырьковая камера с SnCl ₄	1,5	7,35	75	13	0,23
Ксеноновая пузырьковая камера	2,3	3,1	115	20	0,34
Ядерные эмульсии (AgBr) . .	4,0	2,8	200	34	0,59

*) Предполагается, что через объем камеры проходит 50 частиц каждые 5 сек.

Данный обзор посвящен рассмотрению результатов, достигнутых при разработке методики измерений физических величин, определение которых необходимо для идентификации частиц, по фотографиям следов частиц в пузырьковых камерах, а также вопросам выбора рабочих режимов пузырьковых камер.

1.2. Рабочие вещества пузырьковых камер

В 1952 г. Глазер¹ обнаружил вскипание перегретой жидкости, происходящее под действием ионизирующего излучения. Использование жидкостных («пузырьковых») камер для целей детектирования частиц высоких энергий было начато в 1953—1954 г. после того, как Глазер установил², что ионизирующая частица, проходя через объем, заполненный перегретой жидкостью, оставляет след в виде ряда пузырьков. В течение последующих лет пузырьковые камеры с большим успехом использовались при работах с ускорителями, а также проводились интенсивные исследования рабочих характеристик различных жидкостей, режимов работы

камер и разрабатывались методики измерений по фотографиям следов частиц. В таблице II приведены рабочие характеристики жидкостей, используемых в настоящее время для заполнения пузырьковых камер.

Известны и другие жидкости, кроме упомянутых в таблице II, радиационно чувствительные в перегретом состоянии. Многие из этих жидкостей обладают характеристиками, которые могут быть эффективно использованы в ряде физических исследований, но они неудобны для работы из-за высоких рабочих давлений и температур, либо недостаточно химически стойки и токсичны. К числу таких жидкостей относятся, например, четыреххлористое олово SnCl_4 , шестифтористый вольфрам WF_6 , шестифтористый теллур²⁶ TeF_6 . В принципе эти жидкости могут заменить дорогостоящий ксенон при заполнении больших пузырьковых камер в исследованиях, для которых существенна малая радиационная длина вещества мишени. В тех случаях, когда важно располагать высокой эффективностью регистрации нейтронов, могут быть использованы камеры с треххлористым бором²⁴. В многочисленных исследованиях и обзорах (см., например, работы³⁻²⁰) рассмотрены свойства многих жидкостей, смесей жидкостей и газированных жидкостей, используемых для заполнения пузырьковых камер.

Таблица II

Рабочие характеристики жидкостей, используемых для заполнения пузырьковых камер

Наименование жидкости и химическая формула	$\Theta_{\text{кип}}$ °C	$\Theta_{\text{крит}}$ °C	$\Theta_{\text{раб}}$ экспериментальная	$P_{\text{крит}}$ ат	$P_{\text{соо раб}}$ ат	$d_{\text{раб}}$ г/см ²	Радиационная длина	Литература
Водородсодержащие жидкости и гелий								
Водород, H_2 *) . .	-253,8	-240	27° K	12,8	5	0,06		3, 4, 5, 6 10, 18
Пропан, C_3H_8 . .	- 42,2	95,6	64° C	43	24	0,42		7, 8, 9, 17
Этилен, C_2H_4 . .	-103,9	9,7	-20° C	50,9	26	0,41		11
Гелий, He	-268,9	-267,9	4,2° K	2,26	1	0,12		12
Жидкости с высоким атомным номером								
Ксенон, Xe	-107,1	16,6	-20° C	58,2	26,7	2,3	3,1 см	11, 16
SnCl_4 65% }			20° C		28,5	1,7	9,1 »	13
CClF_3 35% }								
Некоторые тяжелые жидкости и смеси с удобными термодинамическими характеристиками								
Фреон 13	-80	28,8	0° C	39,4	20		33 г/см ²	24, 25
Фреон 12	-29,8	111,5	75° C	40,8	20		25 г/см ²	24, 25
$\text{C}_2\text{F}_6/\text{C}_3\text{F}_8$ ($K = 0,44$ **)			21° C		14	1,28	27 см	31
C_3F_8			37,9° C		13,4	1,25	28,4 »	31
SF_6 (элегаз)			15,1° C		18,7	1,42	20,5 »	31
$\text{SF}_6/\text{C}_2\text{ClF}_5$ ($K = 3,35$)			17,9° C		16,6	1,36	21,5 »	31
$\text{SF}_6/\text{C}_2\text{ClF}_5$ ($K = 0,87$)			24,3° C		15,5	1,30	22,8 »	31
$\text{SF}_6/\text{C}_2\text{ClF}_5$ ($K = 0,36$)			30,9° C		14,6	1,25	23,8 »	31

*) Водородная камера может быть заполнена дейтерием¹⁰.

**) K — отношение первой компоненты ко второй (по весу).

В конкретных случаях выбор жидкости, используемой для заполнения пузырьковой камеры, определяется пригодностью ее в качестве мишени при постановке данного физического исследования и соображениями удобства в работе. При выполнении исследований с ускорителями частиц высоких энергий в настоящее время решаются в основном задачи, связанные с выяснением условий генерации и распада частиц. При решении задач, связанных с условиями генерации частиц, наибольший интерес вызывают результаты, получаемые в водородных камерах, представляющих собой чистую протонную мишень. При изучении явлений распада состав рабочей жидкости пузырьковой камеры уже не является критическим. Для распадных задач целесообразно использовать большие камеры, заполненные веществами, наиболее удобными для работы. Известные преимущества в этой области исследований создает использование камер, заполненных веществами с большим Z . Эти преимущества связаны как с возможностью высокой эффективности регистрации γ -квантов высокой энергии, так и с возрастающими возможностями по использованию многократного рассеяния для целей идентификации частиц. Существуют предложения по созданию комбинированной камеры *): одна часть этой камеры должна представлять собой водородсодержащую мишень, вторая — предназначена для наблюдения явлений распада и заполнена веществом с большим Z .

При решении вопросов о взаимодействиях частиц высоких энергий с конкретными ядрами состав жидкости, естественно, подчинен требованиям физической задачи. В этой группе исследований особый интерес представляют камеры, заполненные водородом, дейтерием, гелием. Однако в ряде случаев эти камеры могут быть заменены более простыми камерами, заполненными соединениями, включающими эти ядра (например, пропаном, дейтеропропаном и т. п.). Не очень критичен выбор рабочего вещества камеры в ряде исследований, связанных с изучением поляризации частиц.

1.3. Пробег частиц в пузырьковых камерах

В таблице III приведены пробеги частиц в жидкостях, наиболее часто используемых для заполнения пузырьковых камер.

Таблица III

Соотношения энергия—пробег для пузырьковых камер
(пробеги в веществе, заполняющем камеру (в см))

Энергия, Мэв	Жидководородная камера $T=27,6 \pm 0,1^\circ \text{ К}$, плотность водорода $\rho=(5,86 \pm 0,06) \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$				Пропановая камера (технический пропан) $\rho=0,42 \text{ г/см}^3$		Фреоновая камера (50% смесь фреон 12 — фреон 13) $\rho=1,14 \text{ г/см}^3$	
	μ -мезон	π -мезон	K-мезон	протон	π -мезон	протон	π -мезон	протон
5	1,5	1,2	0,43	0,25	0,33		0,18	
10	5,5	4,4	1,5	0,95	1,2	0,25	0,6	0,15
50	90	75	28	17	20	4,6	10,3	2,5
100	260	230	100	62	58	17	30,5	8,8
500	1800	1800	1350	980	460	250	240	130
1000	3800	3800	3300	2700	1000	690	—	350

Пробеги для жидкого водорода и пропана определены по энергопробежным кривым (см.³²) при учете определенного в экспериментах про-

*) См., например, замечание Будде к докладу²⁸ на конференции по ускорителям в Женеве в 1959 г.

бега μ -мезона, возникшего от $\pi-\mu-e$ -распада остановившегося π -мезона. Данные для жидководородной камеры взяты из графиков, построенных по данным Г. Кларка и В. Дила (см.³²), для фреоновой камеры — из работы²⁵. Пробеги в ксеноновой камере приблизительно в 2,8 раза меньше, чем в пропановой.

2. ИЗМЕРЕНИЕ КООРДИНАТ В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

2.1. Соответствие между следом частицы в пузырьковой камере и его фотографическим изображением. Искажения в пузырьковых камерах

Цепочка из пузырьков, образующая видимый след частицы, пролетающей через объем камеры, только в какой-то мере повторяет истинную траекторию движения частицы. Различие видимого следа и траектории движения частицы для удачно сконструированных приборов, как правило, не слишком значительно, и во многих случаях им можно пренебречь. Однако в каждом конкретном случае необходимо выполнять оценку его влияния на измеряемые величины. Существует ряд факторов, обуславливающих появление этого различия. Эти факторы можно подразделить на две категории: оптические факторы, связанные с природой формирования видимого изображения пузырьков, и факторы, создающие ложную кривизну (искажения) следа.

На значительную роль оптических факторов обратили внимание авторы работы³³. Рассмотрев природу образования светящихся центров, соответствующих видимой картине «цепочки из пузырьков» — следу частицы, они показали, что эти светящиеся центры не являются, по существу, светящимися пузырьками, а представляют собой изображения источника света, образованные отрицательными шаровыми линзами — пузырьками в жидкости. По приводимой в работе³³ оценке для параксиальных лучей, приходящих из бесконечности, расстояние f' от центра сферической линзы радиуса R до изображения равно

$$f' = \frac{1}{2} R \frac{n_2}{\Delta n}, \quad (1)$$

где Δn — разность показателя преломления n_1 рабочей жидкости и показателя преломления n_2 газа в пузырьке. Из соотношения (1) следует, что в том случае, когда Δn мало, различие в местоположении пузырьков и их изображений будет значительным. Так, в случае жидкого водорода это различие достигает величины, равной $6R$, где R — радиус пузырька. В конкретных случаях различие в положении пузырьков и светящихся центров зависит не только от величины Δn , но и от расположения источника света.

Факторы, создающие ложную кривизну следа частицы, в свою очередь подразделяются на группу, создающую случайные искажения, и группу факторов, создающих систематические искажения. Искажения случайного характера обусловлены в основном многократным рассеянием частиц, проходящих через камеру, и ошибками измерения координат точек.

Систематические искажения возникают из-за: а) наличия в жидкости конвекционных токов, связанных с процессом теплопередачи в жидкости, и общим движением ее в момент расширения; б) наличия в жидкости завихрений и турбулентных процессов, создающих локальные искажения; в) дефектов оптической системы, используемой при фотографировании.

Оценка кривизны следа, обусловленная влиянием многократного рассеяния, может быть выполнена на основании соотношений, следующих

из теории многократного рассеяния. Средняя кривизна ρ следа, возникающая у частицы с импульсом p и скоростью βc , при прохождении ее через среду с атомным номером Z при числе ядер в 1 см^3 , равном A , определяется равенством (см.³⁴)

$$\frac{1}{\rho} = \left(\frac{16\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{ZN^{1/2}r_e m_e c^2}{L^{1/2} p \beta c} B, \quad (2)$$

где

$$r_e = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad m_e c^2 = 0,51 \text{ Мэв},$$

$$B = \left[\ln \left(\frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}} \right) \right]^{1/2}, \quad \theta_{\min} = \frac{mcZ^{1/3}}{137p}.$$

Точное определение величины θ_{\max} затруднительно, но из соотношения (2) видно, что выбор его величины не является критичным (можно, например, положить θ_{\max} равным единице).

Величина искажений, связанных с наличием конвекционных токов и турбулентности, зависит в основном от конструкции камеры. В настоящее время опубликованы результаты работ по изучению искажений для ряда водородных и пропановых камер. Полученные в этих работах результаты относятся к конкретным конструкциям и интересны с точки зрения описываемой в них методики измерения искажений. Следуя любой из этих методик, можно построить карту распределения искажений и в соответствии с полученным результатом вводить поправки в измеренные значения координат.

При удачной конструкции камеры и при работе в оптимальных условиях, по отношению к моменту фотографирования пузырьков, в основной части даже небольших пузырьковых камер систематические искажения невелики. Так, в работе³⁵ найдено, что для водородной камеры диаметром 10 см и глубиной 6 см с вертикальными стеклами и поршневым поджатием жидкости конвекционные токи, которые возникают в термостатизированной системе, не создают заметных общих искажений в объеме камеры. С другой стороны, в водородной камере диаметром 25 см с горизонтальными стеклами и газовым поджатием отмечались заметные локальные искажения вдоль оси, проходящей через расширительное устройство (см.³⁶). В макете большой пропановой камеры³⁷ отмечались заметные систематические искажения, которые сами по себе (т. е. за вычетом влияния многократного рассеяния) были почти на порядок большими, чем систематические искажения в лучших конструкциях камер Вильсона.

2.2. Стереоскопия пузырьковых камер

Для фиксации пространственного расположения следов частиц в пузырьковой камере их фотографируют, в простейшем случае, двухобъективным стереофотоаппаратом с однотипными объективами, оптические оси которых параллельны. Плоскость фотопленки обычно устанавливается параллельно медиальной плоскости пузырьковой камеры.

Стереоскопические соотношения, возникающие между следами частиц в пузырьковой камере и их изображениями на фотопленке, отличаются от соотношений, имеющих место в обычных камерах Вильсона и диффузионных камерах, из-за наличия толстых стеклянных крышек у пузырьковых камер и из-за влияния коэффициента преломления рабочих жидкостей, заполняющих камеру.

Восстановление пространственной картины в этом случае может быть выполнено путем репроектирования полученных фотографий следов

частиц на экран через стереорепроектор, оптически идентичный используемому фотоаппарату. Для устранения побочных оптических эффектов при репроектировании необходимо создать устройства, компенсирующие влияние стеклянных крышек камеры и термостата, а также слоя рабочей жидкости пузырьковой камеры. Однако такой метод требует конструирования специальных стереорепроекторов и неудобен при создании устройств для автоматизации обработки следов частиц.

Более экономичным представляется метод реконструкции пространственного расположения следов частиц путем расчета их пространственных координат по координатам, измеренным на плоскости фотопленки, либо по проекциям фотопленки на экран.

Соотношения между координатами, измеренными на плоскости и пространственными координатами, могут быть в границах применимости геометрической оптики найдены на основании простейших геометрических расчетов³⁸.

Пусть O и O' (рис. 1) соответствуют точкам пересечения оптических осей объективов с плоскостью фотопленки, A и A' — изображения на фотопленке точки a , расположенной в объеме пузырьковой камеры, (ϱ, φ) и (ϱ', φ') — полярные координаты точек A и A' на пленке.

Пусть далее (см. рис. 2) f — фокусное расстояние объективов, d — расстояние от центра объектива до передней крышки камеры, δ — толщина стекла, z — глубина расположения точки в камере, n_1 — коэффициент преломления жидкости, заполняющей пузырьковую камеру, n^* — коэффициент преломления передней крышки камеры, l — расстояние между оптическими осями объективов при фотографировании. Тогда пространственные декартовы координаты (x, y, z) точки a , в зависимости от измеренных на фотопленке величин (ϱ, φ) и (ϱ', φ') , выражаются формулами (см.²⁸):

$$x = \frac{l \sin \varphi' \cos \varphi}{\sin (\varphi + \varphi')}, \quad (3)$$

$$y = \frac{l \sin \varphi' \sin \varphi}{\sin (\varphi + \varphi')}, \quad (4)$$

$$z = \left\{ \frac{l \sin \varphi'}{\varrho \sin (\varphi + \varphi')} - \frac{d}{f} - \delta [n^{*2} f^2 + (n^{*2} - 1) \varrho^2]^{-1/2} \right\} \{n^2 f^2 + (n^2 - 1) \varrho^2\}^{1/2}. \quad (5)$$

Эти формулы существенно упрощаются в случае, когда фотографирование выполняется с расстояния, при котором угол раствора конуса лучей при фотографировании можно считать малым (т. е. когда $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$). Такие условия всегда выполняются для центральной части камеры.

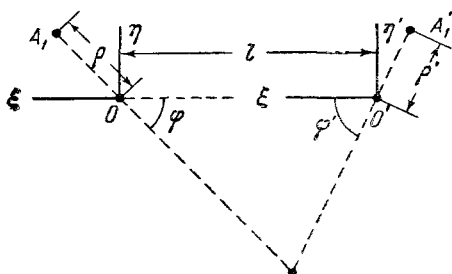


Рис. 1 Система координат в плоскости фотопленки.

Плоскость чертежа совпадает с плоскостью фотопленки.

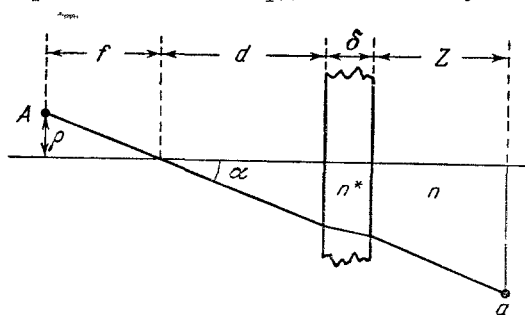


Рис. 2. Обозначения, связанные с ходом лучей при фотографировании в пузырьковой камере.

В этом случае

$$x = \frac{l\xi}{\xi - \xi'}, \quad (6)$$

$$y = \frac{l\eta}{\eta - \eta'}, \quad (7)$$

$$z \simeq n \left(\frac{lf}{\xi - \xi'} - d - \frac{\delta}{n^*} \right). \quad (8)$$

Здесь ξ , ξ' , η и η' — декартовы координаты точек A и A' , измеренные непосредственно на фотоплёнке.

При вычислении пространственных координат точек в камере по координатам точек, измеренных по проекциям фотоплёнки на экран, в приближенном рассмотрении³⁸ будут иметь место следующие соотношения:

$$x = \frac{\bar{X}}{k} = \frac{Xl}{kl - \xi}, \quad (9)$$

$$y = \frac{\bar{Y}}{k} = \frac{Yl}{kl - \xi}, \quad (10)$$

$$z \simeq n \left(f \frac{il}{kl - \xi} - d - \frac{\delta}{n^*} \right). \quad (11)$$

Здесь j — увеличение при репроектировании, k — коэффициент изменения базы (расстояния между оптическими осями объективов) при репроектировании.

Остальные обозначения здесь либо те же, что и в формулах (3) — (8), либо непосредственно ясны из рис. 3 (на рис. 3 точки A_2 и A'_2 соответствуют проекциям изображений точек A_1 и A'_1 на плёнке, O и O' — точки пересечения оптических осей объективов репроектора с плоскостью экрана).

Рассмотренные соотношения соответствуют наиболее распространенному методу фотографирования следов частиц двухобъективным стереофотоаппаратом. Такое фотографирование не обеспе-

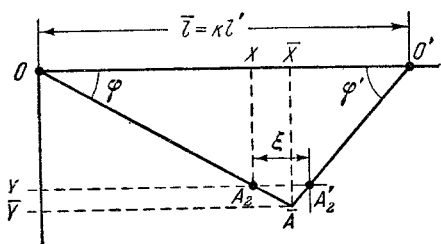


Рис. 3. Система координат в плоскости экрана, на который проектируется изображение следов частиц.

Плоскость чертежа совпадает с плоскостью экрана.

чивает, однако, однородных по точности результатов в отношении передачи пластики пространства в ряде случаев (сильно наклоненные следы, следы, направленные вдоль стереоскопической базы). Для повышения точности необходимо пользоваться по меньшей мере тремя объективами, не лежащими на одной прямой. В работе³⁹ описан удобный приближенный метод графического анализа фотографий следов частиц в пузырьковой камере, пригодный при работе с трехобъективным стереофотоаппаратом.

Обычно для упрощения учета влияния коэффициента преломления жидкости в пузырьковой камере на стеклах камеры наносят метки, которые фотографируются вместе со следами частиц. Формулы (3) — (11) в этом случае могут быть легко преобразованы так, чтобы при расчетах можно было принимать фотографии меток за начало координат.

2.3. Проективные методы обработки следов частиц

В тех случаях, когда исследуемый физический процесс обладает аксиальной симметрией, нередко можно ограничиться изучением корреляций между проекциями событий на плоскость и не прибегать к полному анализу пространственных соотношений. Для этого прежде всего необходимо преобразовать соотношения, выражающие искомую пространственную корреляцию, к эквивалентным проективным соотношениям. В дальнейшем корреляции между исследуемыми событиями изучаются либо непосредственно по наблюдениям на фотопленке, либо после проектирования фотопленки на экран с помощью простейшего проекционного устройства.

Такой метод успешно использовался рядом авторов⁴⁰⁻⁴² при исследовании асимметрии в $\pi-\mu-e$ -распадах π -мезонов, остановившихся в камере, в связи с задачами, возникшими со времени формулировки гипотезы о несохранении четности при слабых взаимодействиях. Широкие возможности для использования этого метода могут возникнуть при исследовании вопросов, связанных с проявлениями поляризации частиц при ядерных взаимодействиях частиц больших энергий.

3. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЧАСТИЦ

3.1. Условия, необходимые для измерения скоростей частиц в пузырьковой камере

Задача измерения скоростей частиц, следы которых сфотографированы в пузырьковых камерах, привлекала внимание экспериментаторов уже с самого начала развития методики работы с камерами. В первых же работах, описывающих действие пузырьковых камер (см., например,⁷), отмечалось существенное различие в плотностях следов частиц, имевших различные скорости. Из-за отсутствия строгой теории работы пузырьковой камеры в настоящее время не представляется возможным предсказать зависимость между скоростью частицы и плотностью пузырьков вдоль ее следа. Попытки, предпринятые в этой области (см., например,^{43,44}), представляются в значительной мере произвольными. В настоящее время связь между скоростью частицы и числом пузырьков на 1 см длины следа («плотностью пузырьков вдоль следа») определяется экспериментально. При нахождении этой связи необходимо соблюдение определенных условий как в отношении конструкции и режима работы камеры, так и методики обработки следов частиц. Это обусловлено рядом причин.

1. Плотность пузырьков вдоль следа частицы резко меняется в зависимости от изменения давления и «степени перегрева» жидкости *). На рис. 4 воспроизведены экспериментальные графики из работы⁴⁴, выражающие зависимость плотности пузырьков от величины конечного давления в камере. В работе³⁸ найдено, что при изменении температуры пропана от 55° до 59° С плотность пузырьков меняется от 20 до 55 пузырьков на 1 см (см. рис. 7).

В силу этого точные измерения скоростей частиц возможны лишь в пузырьковых камерах со стабилизированными конечным давлением и температурой. Так, в работе⁴⁵ найдено, что для получения 5% точности в определении числа пузырьков в камере, заполненной CBrF_3 , необходимо

*) Перегрев жидкости в камере определяется разностью величин $p_\infty - P$, где p_∞ — давление насыщенного пара при рабочей температуре, а P — давление, действующее на жидкость в конечный момент сброса давления.

стабилизировать температуру с точностью $\pm 0,1^\circ \text{C}$, а конечное давление — с точностью $0,05 \text{ атм}$.

2. Плотность пузырьков, непосредственно наблюдаемая на фотографиях, вообще говоря, не совпадает с плотностью пузырьков, возникающих в камере при прохождении частицы, из-за наложения изображений пузырьков и из-за слипания части близко расположенных пузырьков. Для плотных следов частиц отличие между истинным и непосредственно наблюдаемым на фотографиях числом пузырьков может быть

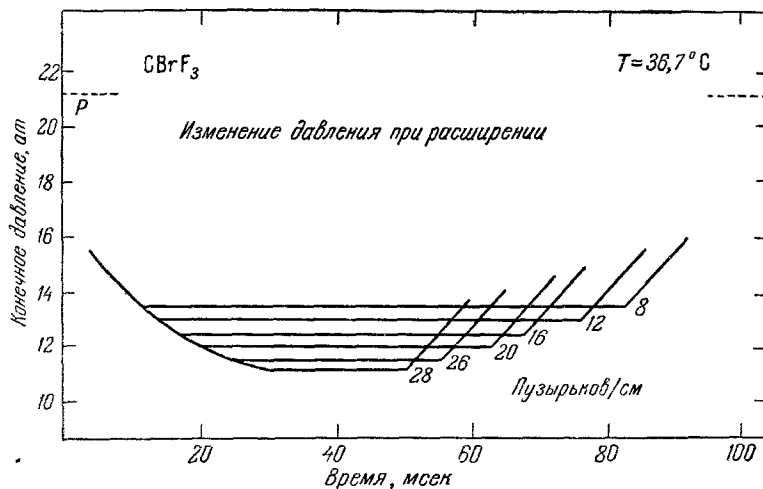


Рис. 4. Число пузырьков на 1 см длины следа электрона с энергией 30 Мэв в зависимости от величины конечного давления. Пузырьковая камера заполнена CBrF_3 при $T = 36,7^\circ \text{C}$.

весьма значительным — эти числа могут отличаться в несколько раз. Поэтому при определении истинной плотности пузырьков должны быть введены поправки на перекрытие изображений пузырьков.

3. Пригодными для измерений скоростей частиц оказываются только те следы, которые образованы мелкими пузырьками. Только в этом случае распределение пузырьков, соответствующее случайной природе акта ионизации, не искажено явлениями интерференции между пузырьками.

Стабильность конечного давления зависит от конструкции камеры. В большинстве существующих конструкций пузырьковых камер не предусмотрена стабилизация конечного давления, и конечное давление в них определяется рядом неустойчивых факторов: скоростью расширения, давлением пара, возникающим при вскипании жидкости на прокладках камеры, условиями теплопередачи и т. п. Прототипом камеры, в конструкции которой создано специальное устройство, обеспечивающее стабильность конечного давления, является камера, описанная в работе⁸. В работе⁴⁵ тщательно исследовано влияние всей совокупности факторов, определяющих режим работы камеры со стабилизированным конечным давлением.

3.2. Учет влияния перекрытия изображений пузырьков

В работе⁴⁶ приводится анализ существующих методов введения поправки на перекрытия при учете специфичности структуры следа частицы в пузырьковой камере.

Пусть g — средняя плотность изображений пузырьков, D — диаметр изображения пузырька, l — длина просвета, l_0 — минимальная длина просвета, учитываемая при измерениях (просветы, имеющие длину, меньшую $D/2$, необходимо отбрасывать при измерениях; см.⁸). Пусть, далее, $\gamma = gD$, L — полная длина следа, $D' = D + l_0$. Тогда, если след частицы образован достаточно мелкими пузырьками, просветы (их длина и число) распределены в соответствии с распределением Пуассона (см.⁸) и величина g может быть определена либо путем подсчета числа просветов, либо по средней длине просвета, либо, наконец, путем измерения «скважности» следа (среднего отношения суммарной длины всех просветов, больших l_0 , к длине следа).

Упомянутые методы имеют различную статистическую точность и область применимости (см. рис. 5, воспроизведенный из³⁶). Приведем из работы³⁶ основные соотношения, относящиеся к этим методам.

Для не слишком плотных следов ($gD' < 2,9$) наилучшую точность дает метод измерения скважности следа. Средняя скважность следа

$$v = \exp(-\gamma). \quad (12)$$

Относительная ошибка при измерении величины g в этом случае

$$\left(\frac{\Delta g}{g}\right)_v = \sqrt{\frac{D'}{L}} \sqrt{2} \gamma^{-3/2} (\exp \gamma - \gamma - 1)^{1/2}. \quad (13)$$

В той же области значений gD' применим и метод средней длины просветов, дающий, однако, несколько меньшую точность. Если λ — средняя длина просвета, уменьшенная на l_0 , то

$$\lambda = \frac{1}{g} \quad (14)$$

и

$$\left(\frac{\Delta g}{g}\right)_\lambda = \sqrt{\frac{D'}{L}} \left(\frac{\exp \gamma}{\gamma}\right)^{1/2}. \quad (15)$$

Для плотных следов ($gD' > 2,9$) лучшим методом является метод измерения среднего числа просветов, больших l_0 . Если n — средняя плотность просветов, больших l_0 , то

$$n = g \exp(-\gamma), \quad (16)$$

$$\left(\frac{\Delta g}{g}\right)_n = \sqrt{\frac{D'}{L}} \left(\frac{\exp \gamma}{\gamma} - 2\right)^{1/2} |1 - \gamma|^{-1}. \quad (17)$$

На практике получили распространение измерения по методу средней длины просвета для очень плотных следов и метод счета числа просветов для следов частиц с высокой плотностью пузырьков.

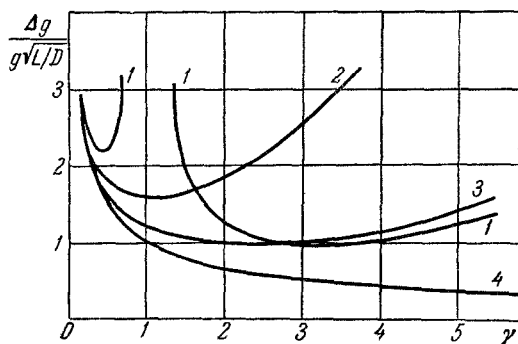


Рис. 5. Величина ошибки $\Delta g/g \sqrt{\frac{D'}{L}}$ в функции величины $\gamma = gD'$ при различных методах учета влияния перекрытия изображений пузырьков.

1 — метод определения плотности просветов, 2 — метод средней длины просвета, 3 — измерения по величине скважности следа, 4 — точность измерений при отсутствии перекрываний.

3.3. Экспериментальная зависимость между плотностью пузырьков вдоль следа частицы и ее скоростью. Определение импульса частицы по измеренной величине плотности пузырьков

Рассмотрим результаты измерения плотности пузырьков в зависимости от скорости частицы в пузырьковых камерах, заполненных различными жидкостями.

В работе ⁴⁷ по измерениям g в пропановой пузырьковой камере (без стабилизации конечного давления) путем непосредственного счета числа пузырьков было найдено

$$g = \frac{A}{\beta^2} + B(T), \quad (18)$$

где $A = 9,2 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$ в интервале температур $55 \div 59,5^\circ \text{C}$, а величина $B(T)$ — некоторая функция температуры.

В этих опытах плотность пузырьков менялась от снимка к снимку при получении серии фотографий следов частиц и число пузырьков, подсчитанное на исследуемом следе, нормировалось по отношению к плотности пузырьков на следах частиц с минимальной ионизацией, имевшихся на каждой фотографии.

Авторы работы ⁸, выполняя такие же измерения в пропановой камере со стабилизированным конечным давлением и температурой (температура поддерживалась с точностью $\pm 0,1^\circ \text{C}$) и определяя плотность пузырьков с учетом поправки на перекрытие, нашли, что

$$g = \frac{A'(T)}{\beta^2} \quad (19)$$

в широком интервале скоростей частиц (рис. 6). При этом измерения величины g носили безотносительный характер: при определении плотности пузырьков вдоль следа любой из частиц не нужно было прибегать к нормировке полученного значения по отношению к плотности пузырьков на следах частиц с минимальной ионизацией. Подобная же методика, примененная к определению величины g в камере, заполненной CBrF_3 ⁴⁵, привела к аналогичному результату.

При работе пузырьковой камеры с устройством, обеспечивающим стабилизацию конечного давления, не только возникают условия, обеспечивающие посто-

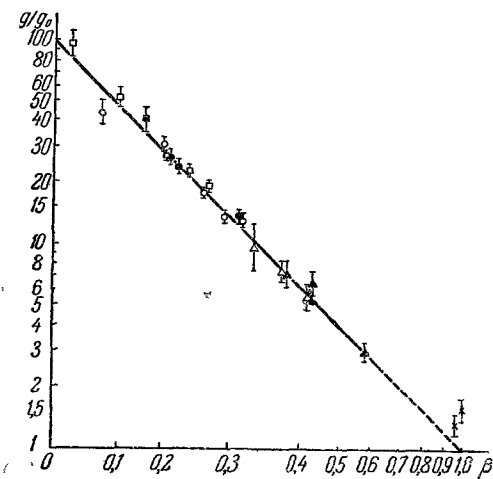


Рис. 6. Зависимость g/g_0 от β для пропановой пузырьковой камеры. Масштаб по осям логарифмический.

Камера работала при постоянном конечном давлении в двух режимах. Обозначения: \circ — протоны, \square — дейтоны и \triangle — π -мезоны для режима № 1; \bullet — протоны, \blacksquare — дейтоны и \times — электроны для режима № 2; \blacktriangle — π -мезоны и \times — электроны для режима № 3.

янство плотности пузырьков для следов различных частиц, имеющих одинаковую скорость, но и создается возможность быстрой регулировки плотности пузырьков вдоль следа частицы за счет изменения рабочего режима камеры. Из кривых, приведенных на рис. 4, видно, что, варьируя величину конечного давления при неизменной величине рабочей температуры, можно в несколько раз изменять плотность пузырьков вдоль следа

частицы. На этом пути, авторам работы⁸ удалось выполнить измерения плотности пузырьков на следах частиц, имеющих ионизующую способность, в десятки раз большую, чем у частиц с минимальной ионизацией.

В работе⁴³ были повторены относительные измерения величины g для тех же следов частиц, которые обмерялись в работе⁴⁷, но при обработке результатов измерений были введены поправки на перекрытие изображений пузырьков. Истинное число пузырьков, определенное после введения поправки на перекрытие, оказалось значительно превосходящим число, найденное при непосредственном подсчете пузырьков (рис. 7), а зависимость g от β^2 , как и в работах^{8,45}, хорошо описывалась

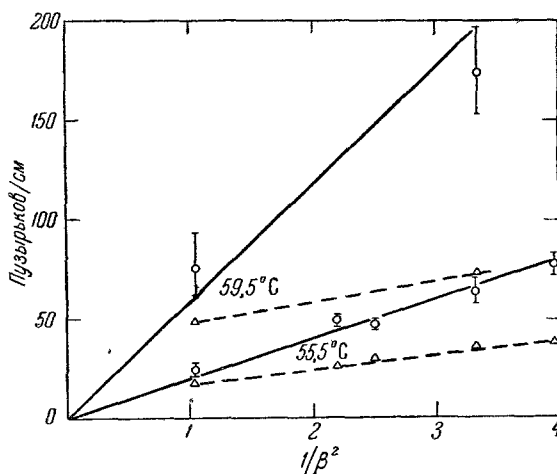


Рис. 7. Число пузырьков на 1 см в функции от величины $1/\beta^2$ для пропана.

Измерения выполнялись по одним и тем же следам частиц двумя различными группами авторов. Круги соответствуют результатам измерений, полученным в работе⁴⁸, треугольники — результатам, полученным в работе⁴⁷.

формулой (19). Было также найдено, что распределение длин просветов между пузырьками в этом случае

$$f(l) = ge^{-gl}, \quad (20)$$

где величина g (среднее число пузырьков на единице длины следа) может быть определена из наклона прямой, проведенной через экспериментальные точки, если зависимость числа просветов от их длины представлена графически при использовании полулогарифмического масштаба по осям координат (рис. 8).

Попытка определения зависимости плотности пузырьков от β^2 была предпринята и для жидководородной камеры⁴⁹. Из-за высокой плотности пузырьков вдоль следа частицы, авторы непосредственно измеряли число видимых следов δ -электронов вдоль следа частицы в функции от β^2 . Была найдена однозначная связь между этими величинами и построены кривые, позволяющие находить импульс или скорость частицы в зависимости от числа δ -электронов, наблюдаемых вдоль следа частицы.

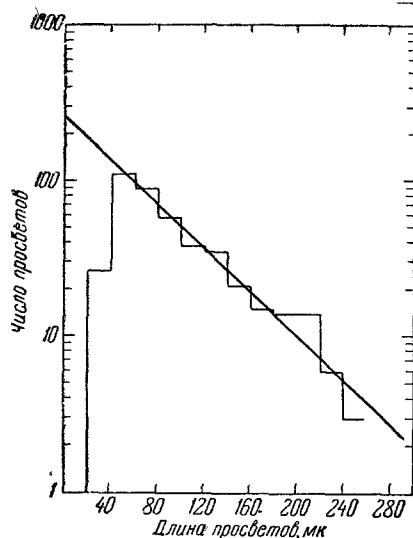


Рис. 8. Распределение числа просветов между пузырьками в зависимости от длин просветов, измеренных по пленке, для следа с ионизацией, превосходящей в 2,3 раза минимальную ионизацию (по измерениям в пропановой камере при температуре $55,5^\circ\text{C}$ ³⁶).

Таким образом, в настоящее время можно считать доказанным, что при соблюдении условий, отмеченных в пп. 1—3 настоящего раздела, в пузырьковых камерах возможны абсолютные измерения скорости

частиц. Во всех случаях в пределах ошибок опыта найдено, что истинная плотность пузырьков вдоль следа частицы выражается соотношением (19). Предполагая, что зависимость (19) точная, можно по измеренному значению g определить импульс частиц, масса которых известна. При этом ошибка в определении импульса

$$\frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{\gamma^2}{2} \right) \frac{\Delta g}{g}, \quad (21)$$

где

$$\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}.$$

Так, например, если скорость протона с энергией 400 Мэв измерена на основании подсчета 100 пузырьков, то его импульс будет найден с точностью $\pm 10\%$ (при учете только статистических ошибок).

Ошибка, с которой в настоящее время определена зависимость g от β^2 , еще не позволяет утверждать, что величина скорости частицы входит в эту формулу точно в квадрате. В связи с этим, как это отмечено в работе³⁸, в полученных результатах нельзя видеть доказательство того, что пузырьки вдоль следа частицы образуются на концах останавливающихся δ -электронов. Имеющимся экспериментальным данным не противоречит и другая возможность: может оказаться, что число пузырьков вдоль следа частицы пропорционально вероятной удельной ионизации (средней величине полной ионизации, созданной первичной частицей и всеми вторичными электронами, имеющими энергию $> \eta$). В этом последнем случае

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Q < \eta} = \frac{2\pi N (Ze^2)^2}{mc^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \eta}{(1-\beta^2) I^2} \right) - \beta^2 \right], \quad (22)$$

где I — средний ионизационный потенциал (равный для пропана ~ 50 эв). Величина η для пропана должна быть взята ≥ 70 кэв (при этом длина следа δ -электрона станет ≥ 200 мк и он будет виден на фотографиях следов частиц). После подстановки величин найдем, что для пропана следует ожидать в этом случае

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Q < \eta} \simeq \frac{c}{\beta^{1,83}}. \quad (23)$$

При существующей точности эксперимента эту зависимость нельзя отличить от зависимости const/β^2 .

Дальнейшее уточнение зависимости g от β^2 может последовать из выяснения вопроса о релятивистском росте плотности пузырьков вблизи значения $\beta=1$. В ряде работ^{8,23} наблюдался релятивистский рост плотности пузырьков, но полученные результаты из-за недостатка статистики имеют качественный характер.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ИМПУЛЬСА ЧАСТИЦ В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Частица со скоростью v , импульсом p и зарядом Ze в магнитном поле напряженности H движется по спирали, навитой на цилиндр⁵⁰ радиуса ρ . Образующая этого цилиндра параллельна магнитному полю, а величина ρ определяется из уравнения

$$\frac{p \sin \theta}{Z} = 300 H \rho. \quad (24)$$

Здесь импульс частицы измеряется в эв/с, произведение $H\rho$ — в гаусс·см, заряд — в единицах заряда электрона. Точность измерения импульса

определяется экспериментальной ошибкой в измерении величины q . Измеренные значения величины q отклоняются от истинного значения из-за аппаратурных ошибок и влияния многократного рассеяния.

Аппаратурные ошибки эквивалентны «размытию» следа частицы и возникают как в процессе образования видимого следа частицы в камере, так и при фотографировании. На фотографиях следов частиц в пузырьковых камерах след частицы обозначен очень четкими, круглыми изображениями пузырьков, и при измерениях, выполняемых по пленке, ошибка в определении центра изображения пузырька не превосходит $1/10$ диаметра изображения (диаметр изображений пузырьков на пленке ~ 20 мк). Если величина q определяется по измерениям стрелы прогиба s , то

$$q = \frac{l^2}{8s}, \quad (25)$$

$$p = \frac{300l^2H}{8s}, \quad (26)$$

где l — отрезок траектории, соответствующий измеренной стреле прогиба s .

Аппаратурные ошибки приводят к появлению величины ds_A и соответственно к появлению кажущейся кривизны следа q_0 и кажущегося импульса p_0 , определяемого уравнением

$$p_0 = \frac{300l^2H}{8\delta s_A}. \quad (27)$$

Величина p_0 называется максимально измеримым импульсом.

Учитывая, что $\delta p/p = \delta s/s$, имеем:

$$\left(\frac{\delta p}{p} \right)_A = \frac{p}{p_0}. \quad (28)$$

Среднее значение величины δp_A находят по измерениям кривизны следа частицы очень большой энергии (для которого многократное рассеяние ничтожно) при нулевом магнитном поле.

Относительная ошибка в измерении импульса частицы при длине следа l , связанная с многократным рассеянием, определяется соотношением⁵¹

$$\frac{\Delta p}{p} \simeq \frac{\theta_s}{\omega l^{1/2}}, \quad (29)$$

где $\omega = 3 \cdot 10^{-4} \frac{H}{p}$, а средний угол многократного рассеяния может быть оценен по формуле⁵⁰

$$\theta_s^2 = \frac{441}{p^2 x_0}, \quad (30)$$

где x_0 — радиационная длина (в см) для данного вещества.

В пузырьковых камерах, наполненных водородом, ошибка из-за рассеяния относительно невелика, но в камерах, заполненных более тяжелыми жидкостями, основная ошибка в определении импульса частиц (при использовании невысоких значений напряженности магнитного поля, см. раздел 5.3) связана с проявлением многократного рассеяния. Многократное рассеяние в этих камерах приводит также к появлению вероятной ошибки в определении знака частицы.

Вероятность ошибочного определения знака частицы в ряде измерений по группе однородных следов и при определении знака частицы на основе измерений отклонений в магнитном поле определяется формулой⁵²

$$\omega = \left[1 + a \exp \left(-2\omega^2 \frac{t}{\theta_s^2} \right) \right]^{-1}, \quad (31)$$

где a равно отношению числа случаев, в которых определен знак минус у частицы, к числу случаев, в которых у нее определен знак плюс.

В таблице IV, взятой из работы⁹, приведены результаты расчета

Т а б л и ц а I V

Относительная ошибка в измерении импульса частиц $(\Delta p/p)_s$ и вероятная ошибка Δ_{sign} в определении их знака в пропановой камере при длине следа 5 см и 25 см для частиц различных масс

$P, \text{ Мэв/с}$	Длина следа 5 см						Длина следа 25 см					
	$M=1m_e$		$M=200m_e$		$M=2000m_e$		$M=1m_e$		$M=200m_e$		$M=2000m_e$	
	$(\Delta p/p)_s$	Δ_{sign}	$(\Delta p/p)_s$	Δ_{sign}	$(\Delta p/p)_s$	Δ_{sign}	$(\Delta p/p)_s$	Δ_{sign}	$(\Delta p/p)_s$	Δ_{sign}	$(\Delta p/p)_s$	Δ_{sign}
30	0,29	$<10^{-8}$		10^{-1}			0,13	10^{-9}	0,32	10^{-4}		
50	0,29	$<10^{-8}$	0,70	$<10^{-2}$			0,13	10^{-9}	0,30	10^{-8}		
70	0,29	$<10^{-8}$	0,52	$<10^{-4}$			0,13	10^{-9}	0,23	10^{-8}		
100	0,29	$<10^{-8}$	0,43	$<10^{-7}$			0,13	10^{-9}	0,19	10^{-8}		
200	0,29	$<10^{-8}$	0,36	$<10^{-8}$			0,13	10^{-9}	0,15	10^{-8}		
300	0,29	$<10^{-8}$	0,31	$<10^{-8}$	0,98	10^{-1}	0,13	10^{-9}	0,14	10^{-8}	0,45	10^{-4}
500	0,29	$<10^{-8}$	0,30	$<10^{-8}$	0,60	$<10^{-2}$	0,13	10^{-9}	0,13	10^{-8}	0,26	10^{-6}
1000	0,29	$<10^{-8}$	0,30	$<10^{-8}$	0,42	$<10^{-4}$	0,13	10^{-9}	0,13	10^{-8}	0,19	10^{-8}

ошибки в определении знака частицы для пропановой пузырьковой камеры при напряженности магнитного поля 10 кэ. Для получения 10% точности в измерении импульса при 5 см длине следа релятивистской частицы по оценке Глазера²³ необходимо магнитное поле напряженностью ~ 7000 гс для водородной камеры, ~ 8200 гс — для гелиевой камеры, $\sim 25\,000$ гс — для пропановой камеры, $\sim 94\,000$ гс — для камеры с четыреххлористым оловом и $\sim 140\,000$ гс — для ксеноновой камеры. Для фотоэмульсий в этом случае необходимо поле в 150 000 гс.

5. ИЗМЕРЕНИЯ, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ

5.1. Измерения по методу ячейки постоянной длины

Для пузырьковых камер, заполненных жидкостями, более тяжелыми, чем водород и гелий, многократное рассеяние частиц в жидкости имеет значительную величину. Локальные искажения следов частиц в удачно сконструированных пузырьковых камерах, как уже отмечалось, незначительны, а след частицы образован очень четкими изображениями пузырьков*). В силу этого представляется весьма вероятным, что многократное рассеяние частиц в жидкости может быть успешно использовано при измерениях. Действительно, исследования, выполненные в работах⁴³⁻⁴⁵ по фотоснимкам в пропановых пузырьковых камерах показали, что такие измерения приводят в ряде случаев к весьма ценным результатам. В то время как в работе⁴³ использовались измерения по «угловому» методу, в работах^{44,45} был использован более эффективный, «координатный» метод измерений многократного рассеяния, основанный на вычислении

*) Искажения следов, связанные со смещением следа из-за влияния оптических факторов либо других причин, не существенны при измерениях по многократному рассеянию. При наличии других систематических искажений в камере методика данных измерений будет подобна методике, применяемой в измерениях с ядерными фотоэмульсиями при учете влияния усадки эмульсии.

«вторых разностей». Вторые разности вычислялись по измеренным отклонениям следа на концах ячеек, выбранных для измерений. В работе⁴⁴ детально исследованы оптимальные условия, необходимые для выполнения таких измерений.

Как известно⁴⁶, средний проективный угол рассеяния

$$\bar{\Phi} = \frac{D_t}{t} = \frac{KZt^{1/2}}{p\beta c}, \quad (32)$$

где Z — заряд частицы, t — толщина рассеивающего слоя (длина ячейки), K — константа рассеяния вещества, \bar{D}_t — среднее значение вторых разностей на длине ячейки.

Величина «константы рассеяния» K определяется составом вещества рассеивателя и может быть рассчитана по формулам Вильямса (см.⁵⁷) или Мольера (см.⁵⁸), либо определена из экспериментальных данных по рассеянию частиц известной энергии (см., например,⁴⁴).

Соотношение (32) получено в предположении, что плоскость, в которой измеряется проекция угла рассеяния, проходит через первоначальное направление следа. На практике отклонения удобно измерять в плоскости фотопленки. В тех случаях, когда след частицы в камере не лежит в плоскости, параллельной плоскости фотопленки, необходимо вводить поправку на наклон следа частицы по отношению к плоскости фотопленки, подобно тому, как это делается при измерениях с ядерными фотоэмульсиями⁴⁹. Если θ_n — угол наклона следа по отношению к плоскости фотопленки, то

$$p\beta c = Ks^{3/2} \sec \theta_n^2 \bar{D}^{-1}. \quad (33)$$

Среднее значение вторых разностей для рассеивающейся частицы вычисляется по измеренным значениям вторых разностей на концах ячейки по формуле

$$\bar{D}_t = \sqrt{\bar{D}_{\text{измер}}^2 - \bar{D}_{\text{шум}}^2}, \quad (34)$$

где $\bar{D}_{\text{шум}}$ — среднее значение вторых разностей, соответствующих кажущемуся рассеянию («шуму»), наблюдаемому вдоль следов частиц в данных конкретных условиях измерений.

Способ измерения отклонений следа частицы изображен на рис. 9. Более подробное описание процедуры измерений см. в работе⁴⁴. Отметим, однако, некоторые важнейшие детали. Успешное выполнение измерений по многократному рассеянию возможно только при хорошем качестве фотографий следов частиц. Необходимо, чтобы следы частиц были образованы мелкими пузырьками. В этом случае практически отсутствует влияние пузырьков друг на друга и сокращаются ошибки в отсчете координаты центра изображения пузырька. Далее необходимо, чтобы плотность пузырьков вдоль следа частицы была по возможности большой. При достаточной плотности пузырьков возникает возможность выполнения «сглаженного» отсчета отклонения следа на концах ячейки, приводящая к исключению случайных флуктуаций в расположении пузырьков. В этом случае уменьшается величина «шума» для следа частицы. При вычислении вторых разностей нужно учитывать, что измеренные на пленке длины ячеек и величины отклонений на концах ячеек должны быть исправлены на коэффициент, учиты-

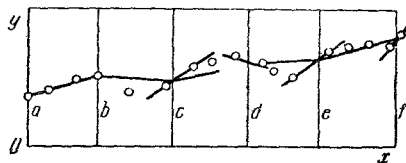


Рис. 9. Способ измерения отклонений следа частицы на концах ячейки. Кружки соответствуют изображениям пузырьков. При отсутствии пузырька на конце ячейки отклонение следа измерялось до линии, проходящей через центры 2—3 смежных пузырьков.

вающий различие в коэффициенте увеличения при фотографировании отрезков, расположенных в камере на различной глубине.

Величина K для пропана (плотность использованного сорта технического пропана была равна $0,42 \text{ г/см}^3$) по экспериментальным измерениям

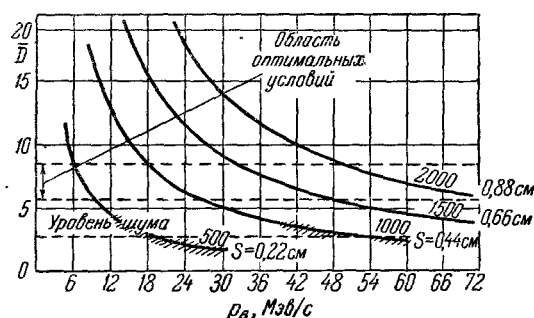


Рис. 10. Графики для выбора размера ячейки при измерениях по многократному рассеянию в пропановой пузырьковой камере.

Длина ячейки должна соответствовать оптимальной области. По оси абсцисс отложены ожидаемые значения импульса частицы в Мэв/с , по оси ординат — величина D в делениях окулярного микрометра микроскопа, с помощью которого измерялись отклонения центров изображений пузырьков. Одно деление микрометра равно отрезку длиной $12,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ в камере.

частицы $\sim 100 \text{ Мэв/с}$ по ее следу в пропановой пузырьковой камере длина ячейки должна быть равна $0,88 \text{ см}$. В этом случае при длине следа, равной 10 см , значение $r\beta c$ будет получено со статистической ошибкой $\sim 25\%$.

Значительно более широкие возможности возникают при измерениях величины $r\beta c$ в камерах, заполненных жидкостями с большими Z (см. формулу (30)). Сопоставление различных жидкостей в отношении их рассеивающих свойств может быть выполнено на основании таблицы V, составленной по данным работы ¹⁶.

Таблица V

Сравнительные характеристики некоторых рабочих жидкостей пузырьковых камер и ядерной фотоэмульсии

Жидкость	Плотность жидкости в рабочих условиях, г/см^3	Тормозная способность по отношению к Al	Длина ядерного взаимодействия, см	Коэффициент многократного рассеяния
Пропан	0,43	0,22	97	1,06
Ксенон	2,3	0,62	63	7,15
WF ₆	2,4	0,72	42	6,94
SnCl ₄	1,4	0,44	77	4,43
Ядерная фотоэмульсия	3,8	0,98	26	7,64

Для получения значения массы частицы, как известно, необходимо измерить два независимых параметра. Так, если пользоваться значением $r\beta c$, определенным по измерениям многократного рассеяния, то для определения массы необходимо измерить еще ионизацию или пробег частицы. Соотношения «ионизация — рассеяние» используются для измерений массы частиц, следы которых не оканчиваются в камере. Для измерений по следам частиц, оканчивающихся в камере, определение массы

на следах μ -мезонов известной энергии равна $4,3 \pm \pm 0,3 \text{ Мэв} \cdot \text{град}/100 \text{ мк} \cdot \text{в}$ хорошем соответствии со значением, рассчитанным по формулам теорий ^{47,48}.

При измерениях импульса достаточно быстрых частиц по участкам следа, не слишком близким к концу пробега частицы, может быть использовано разбиение следа на ячейки постоянной длины. Длина ячеек разбиения устанавливается в соответствии с условиями возникновения минимальной статистической ошибки при измерениях (см. графики на рис. 10, взятом из работы ⁴⁴).

При измерениях импульса

следует выполнять по измерениям импульса и величины остаточного пробега (см., например, ⁵⁰). Применение этого метода к измерениям массы частицы по их следам в пропановой камере ^{44,45} (при использовании групп следов частиц известной природы) привело к хорошему соответствию между измеренным и истинным значениями массы этих частиц.

5.2. Измерения по методу переменной ячейки

В работе ⁴⁵ рассмотрены измерения по многократному рассеянию на следах частиц в пузырьковой камере при использовании метода переменной ячейки, развитого в работах с ядерными фотоэмульсиями (см. ⁵⁰⁻⁵²). Использование метода переменной ячейки приводит к улучшению статистической точности результата из-за увеличения числа ячеек, используемых для измерений, и сокращает влияние на результат не вполне корректных операций, связанных с исключением «слишком больших» значений отклонений, найденных при измерении рассеяния. Измерения по этому методу особенно эффективны, если след исследуемой частицы оканчивается в камере и имеет значительную длину. В этом случае по измерениям на одном следе можно определять массу π -мезона с ошибкой 25% и, таким образом, надежно различать следы π -мезонов, K -мезонов и протонов, останавливающихся в камере. В работе ⁴⁵ приведен расчет для ячеек, на которых следует выполнять измерения вторых разностей при определении массы частицы в пропановой пузырьковой камере. В работе ⁴⁵ было найдено, что при измерениях рассеяния по следам частиц хорошего качества можно пользоваться длинами ячеек, соответствующих двухкратному превышению истинного рассеяния над «шумом».

Статистическая ошибка в определении массы частицы по измерениям в пропановой камере в первом приближении определяется соотношением

$$\frac{dM'}{M'} \sim \frac{1,9}{\sqrt{n}}, \quad (35)$$

где M — масса частицы, а n — число ячеек, использованное при измерениях.

Из вышеизложенного видно, что измерения по многократному рассеянию на следах частиц в пузырьковых камерах, заполненных тяжелыми жидкостями, могут быть весьма полезными в вопросах идентификации следов частиц. Следует однако отметить, что при визуальных оценках многократного рассеяния необходимо проявлять большую осторожность. Зачастую кажущийся «дугообразный» след частицы возникает не из-за действия многократного рассеяния, а соответствует 3—4 одиночным кулоновским рассеяниям. При более тщательном рассмотрении такой след оказывается уже не дугой, а сочетанием ряда прямолинейных отрезков. Данное обстоятельство необходимо учитывать при использовании многократного рассеяния для качественных оценок.

5.3. Определение импульса частицы по измерениям кривизны следа, обусловленной совместным действием магнитного поля и многократного рассеяния

Вопрос об анализе следов частиц, возникающих в условиях одновременного действия магнитного и кулоновского поля, рассматривался рядом авторов ^{42,53}.

С появлением пузырьковых камер этот вопрос становится особенно актуальным. Из-за значительных размеров используемых пузырьковых

камер магниты для этих приборов могут быть построены только на напряженности 20—30 кэс, т. е. на порядок более слабые, чем это возможно при работах с фотоэмульсиями. С другой стороны, для большинства используемых жидкостей многократное рассеяние достигает значительной величины. Оба эти обстоятельства приводят к тому, что анализируемые следы частиц, полученные в магнитном поле, формируются в условиях, при которых ни кулоновское, ни магнитное поле сами по себе в явном виде не преобладают, т. е. когда ни один из действующих факторов не может рассматриваться в качестве основного по отношению к другому. В этом случае учет кривизны следа, возникающей из-за многократного рассеяния, в значительной степени расширяет информацию об импульсе частицы, получаемую на основании интерпретации экспериментальных данных при учете влияния только магнитного отклонения. Наоборот, если заряд частицы известен, любое, даже малое магнитное отклонение, способно значительно улучшить информацию об импульсе частицы, получаемую из данных по рассеянию при нулевом магнитном поле. Так, например,⁵⁴ для следа очень быстрой частицы в ядерной эмульсии при длине следа в 1 см информация о величине импульса частицы, получаемая при магнитном поле в 300 000 гс и при учете вклада, вносимого в кривизну следа действием многократного рассеяния, оказывается эквивалентной той информации, которая следует из измерений импульса частицы для следа длиной 9,2 см при нулевом магнитном поле. В этих же условиях, но при интерпретации экспериментальных данных без учета влияния рассеяния получаемая информация соответствует эффективной длине следа в 8,2 см при нулевом поле. Таким образом, в этих условиях вклад в информацию от учета влияния рассеяния невелик. Однако уже при переходе к магнитному полю с напряженностью в 100 000 гс, вклад в информацию об импульсе из-за учета влияния многократного рассеяния эквивалентен возрастанию эффективной длины следа в 2,3 раза.

В работе⁵⁴ приведены формулы, определяющие наиболее вероятные значения импульса частицы, проективного среднеквадратичного угла рассеяния $\theta_c = KL^{1/2} |Z| p\beta$, угла отклонения следа частицы в магнитном поле

$$\theta_m = \frac{HLZ}{pc}.$$

Если ω_n — один из N углов между последовательными касательными к следу, проведенными через равные интервалы L , θ_c — среднее квадратичное отклонение, измеряющее «шум», то наиболее вероятные значения величин θ_c и θ_m , соответствующие измеренным значениям ω_n , связаны соотношением

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \omega_n^2 - \theta_c^2 - \theta_m^2 - \theta_m \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \omega_n + \frac{\theta_c^2}{\theta_m^2} \theta_m \left(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \omega_n - \theta_m \right) = 0. \quad (36)$$

В предельных случаях больших магнитных полей или, наоборот, большой величины рассеяния из (36) могут быть получены приближенные выражения для θ_m или θ_c .

В экспериментальных условиях при фиксированных значениях θ_m/θ_c и θ_c наилучшие оценки значений θ_m и θ_c могут быть найдены графическим методом в соответствии с (36).

В работе⁵⁴ выполнен также анализ оптимальных условий в отношении величины магнитного поля и многократного рассеяния, которые необходимы для наиболее эффективной оценки массы частицы и определения знака ее заряда.

6. ПРОГРАММНЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ
С ПУЗЫРЬКОВЫМИ КАМЕРАМИ

Высокая эффективность пузырьковых камер при исследованиях с ускорителями частиц высоких энергий обуславливает бурное развитие техники пузырьковых камер и работ по созданию устройств для автоматизации обработки следов частиц.

При увеличении размеров камер не только возрастает эффективность регистрации редких событий, но и повышается точность измерения величин. Возникают новые возможности в измерении ряда характеристик физических процессов. Так, например, в камерах достаточно больших размеров при использовании методики, развитой с камерами Вильсона⁶⁵,⁶⁶,⁶⁷, можно выполнять статистические измерения времен жизни нестабильных частиц. Используя камеры, заполненные тяжелыми жидкостями, можно непосредственно измерять характеристики, связанные с вылетом γ -квантов, величины, характеризующие каскадные процессы, и т. п.

Большой объем информации, зафиксированной на сотнях тысяч фотографий следов частиц в пузырьковых камерах, работающих с ускорителями, делает принципиально важными усилия по разработке автоматических устройств для просмотра и обработки следов частиц.

В настоящее время достигнуты определенные успехи в создании устройств, осуществляющих автоматическое (либо полуавтоматическое) измерение координат точек на фотографиях следов частиц и трансформацию измеренных значений для вычислительных машин⁷⁰⁻⁷⁴. При использовании этих устройств устраняются субъективные ошибки, связанные с установкой перекрестий приборов при снятии отсчета координат точек фотографии следа частицы. Исчезает необходимость в выполнении утомительной и трудоемкой работы по вычислению истинных координат точек на следе частицы, анализу компланарности следов, вычислению кривизны следа и т. п.

Однако для снимков в камерах характерно то, что интересующие исследователя события содержатся, как правило, только на небольшой части фотографий. Эти события отыскиваются наблюдателем при визуальном просмотре стереоскопических снимков следов частиц. Просмотр снимков требует значительных затрат труда и в свою очередь может привести к ошибкам в интерпретации полученного результата из-за субъективного отбора части случаев. Пока еще не выработаны эффективные планы для автоматизации процесса просмотра, но общий прогресс в автоматизации позволяет надеяться и на прогресс в этой области.

В последнее время достигнуты успехи в создании камер со сцинтилирующими добавками к рабочей жидкости⁷⁴. При работе с такими камерами со схемами совпадений и антисовпадений, построенными на сцинтилляционных счетчиках, могут быть сокращены непроизводительные затраты времени и средств на получение и обработку фотографий, не содержащих событий, интересующих исследователя.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Glaser, Phys. Rev. 87, 665 (1952).
2. D. A. Glaser, Phys. Rev. 91 (1953).
3. R. H. Hilderbrand and D. E. Nagle, Phys. Rev. 92, 517 (1953).
4. I. G. Wood, Phys. Rev. 94, 731 (1954).
5. L. W. Alvarez, CERN Symposium 2, 13 (1956).
6. В. З. Колганов, А. В. Лебедев, С. Я. Никитин, В. Т. Смолякин, Приборы и техника эксперимента, № 1 (1958).

7. Г. А. Блинов, Ю. С. Крестников, И. И. Першин, ДАН СССР 99, 929 (1954); Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 758 (1955).
8. И. И. Першин, Приборы и техника эксперимента, № 1, 39 (1957).
9. Г. А. Блинов, Ю. С. Крестников, М. Ф. Ломанов, ЖЭТФ 31, 762 (1956).
10. В. З. Колганов, А. В. Лебедев, С. Я. Никитин, В. Т. Смолянкин, А. П. Соколов, Приборы и техника эксперимента, № 4, 30 (1958).
11. I. L. Brown, D. A. Glaser, M. L. Perl, Phys. Rev. 102, 586 (1956); I. L. Brown, C. Dodd, D. A. Glaser, M. L. Perl, CERN Symposium 2, 3 (1956).
12. W. M. Fairband, E. M. Harth, M. E. Blevins, G. G. Slaughter, Phys. Rev. 100, 971 (1955).
13. P. E. Argan, M. Conte, A. Gigli, E. Picasso, L. Gonella, Nuovo cimento 10, 182 (1958).
14. R. I. Plano and I. A. Pless, Phys. Rev. 99, 639 (1955) (пузырьк. камера с пентаном).
15. В. Нahn and G. Riepe, Rev. Sci. Instrum. 29, 184 (1958) (пузырьк. камеры с фтороуглеродными соединениями).
16. Е. В. Кузнецов и И. Я. Тимошин, Приборы и техника эксперимента, № 4, 40 (1959) (ксеноновая пузырьк. камера).
17. Ван Ган-чан, М. И. Соловьев, Ю. Н. Шкобин, Приборы и техника эксперимента, № 1, 41 (1959) (пропановая пузырьк. камера).
18. I. D. Cow and A. H. Rosenfeld, Proc. Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrum., CERN, 1959, стр. 435 (большая водородная камера).
19. M. Bloch, A. Lagarigue, P. Musset, R. Ranson, A. Rousset, X. Sauteron, I. Six, там же, стр. 499 (большая пузырьк. камера с тяжелыми жидкостями).
20. W. M. Powell, там же, стр. 493.
21. C. Dodd, Progr. Nucl. Phys., London, 5, 142 (1959).
22. H. Slätis, Nucl. Instrum. 7, 1 (1959).
23. D. A. Glaser, Handb. Phys., Springer, Berlin, Bd. 45 (II), 1958, стр. 314.
24. Е. В. Кузнецов, УФН 64, 34 (1958).
25. Г. А. Блинов, М. Ф. Ломанов, А. Г. Мешковский, Я. Я. Шаламов, В. А. Шебанов, Приборы и техника эксперимента, № 1, 35 (1958) (пузырьк. камера со смесью фреонов).
26. E. D. Alyea, L. R. Gallagher, I. H. Mullnis, I. M. Teem, Nuovo cimento 6, 1480 (1957) (пузырьк. камера с WF₆).
27. F. W. Bullock, C. Dodd, G. E. Kolmus, Nuovo cimento 10, 718 (1958) (пузырьк. камера с метилдидропаном и CBrF₃).
28. А. И. Алиханьян, М. М. Веремеев, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Котенко, Л. А. Кузин, Е. П. Кузнецов, Ю. С. Попов, Proc. Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrum., CERN, 1959 (570-литровая пузырьк. камера на фреоновой смеси).
29. Я. Я. Шаламов, В. А. Шебанов, там же, стр. 512 (пузырьк. камера на смеси ксенон-пропан, фреон-пропан).
30. L. Bertanza, P. Franzini, I. Mannelli, V. Silvestrini, Nuovo cimento 10, 403 (1958).
31. В. Нahn, G. Riepe, A. W. Knudsen, Rev. Sci. Instrum. 30, 654 (1959).
32. High-energy particle data, vol. II, ed. Y. H. Atkinson and B. H. Willis, Radiation Lab. Berkley, California, 1957.
33. Ю. А. Александров, В. М. Горбунков, Н. Б. Делоне, В. М. Лихачев, Приборы и техника эксперимента, № 1, 113 (1960).
34. P. M. S. Blackett, Nuovo cimento, Suppl. 11, 264 (1954).
35. R. Budde, A. Burger, H. Filtuth, Y. Goldschmidt-Clermont, H. M. Mayer, D. R. O. Morrison, C. Peyrou, J. Trembley, Nuovo cimento 14, 778 (1959).
36. M. Cresti, UCRL Engng. Note, 4312-07 (M-37 and M-37b).
37. W. H. Evans, D. W. Hadley, T. D. H. Morgan, P. R. Williams, A. Kirk, J. Scient. Instrum. 36, 365 (1959).
38. P. Bassi, A. Loria, I. A. Meyer, P. Mittner and I. Scotoni, Nuovo cimento 5, 1729 (1957).
39. V. Borelli, P. Franzini, I. Mannelli, A. Minguzzi-Ranzi, R. Santangelo, F. Saporetti, V. Silvestrini, P. Waloschek, V. Zoboli, Nuovo cimento 3, 525 (1958).
40. В. В. Бармин, В. П. Канавец, Б. В. Морозов, И. И. Першин, ЖЭТФ 34, 573, 830 (1958).
41. А. И. Алиханьян, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Котенко, Е. П. Кузнецов, Ю. С. Попов, ЖЭТФ 34, 763, 1101 (1958).

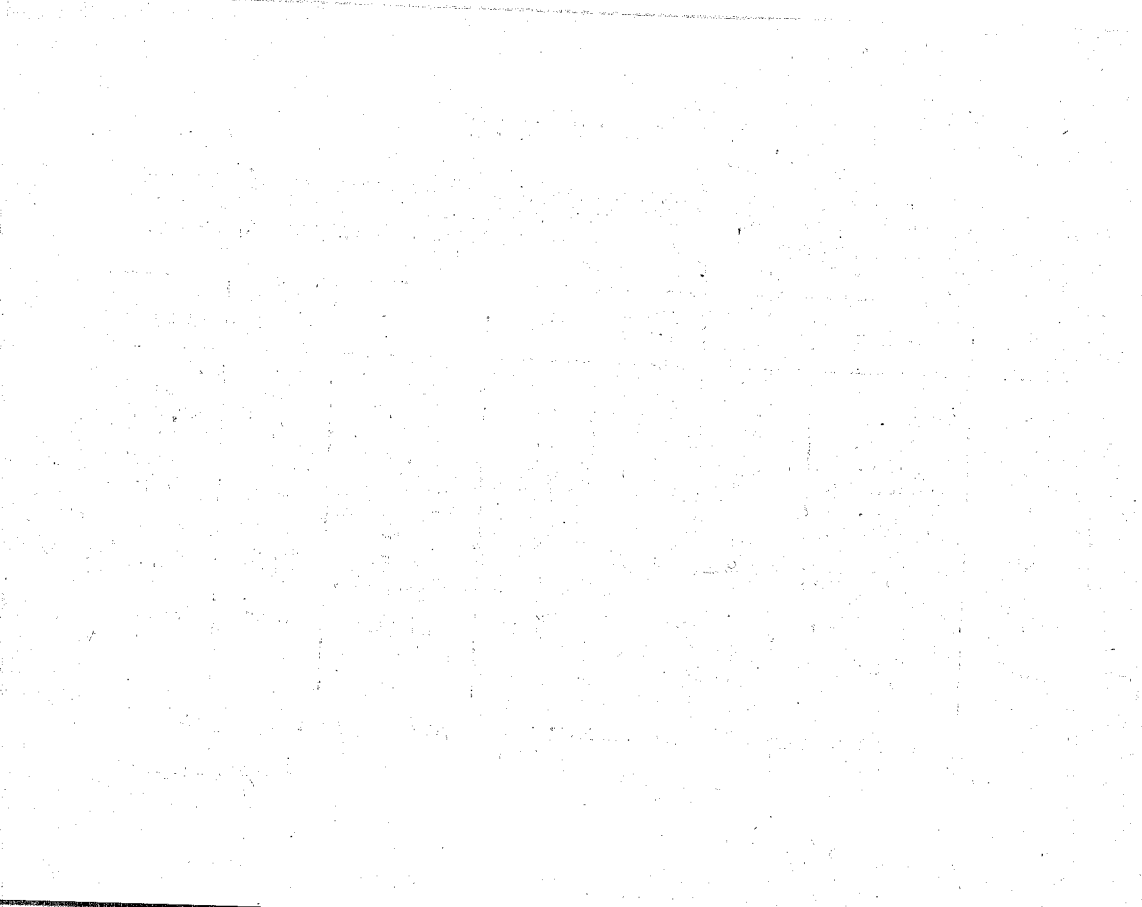
ИСПРАВЛЕНИЕ

В моей статье «Физические измерения по фотографиям следов частиц в пузырьковых камерах», опубликованной в УФН, т. LXXIII, вып. 3, стр. 559—581, ссылки на цитированную литературу частично были даны неверно. Прошу всех, пользующихся статьей, внести следующие исправления:

Стр.	Строка	Напеча- тана ссылка	Следует читать	Стр.	Строка	Напеча- тана ссылка	Следует читать
565	8 сн.	28	38	575	21 св.	49	59
567	12 сн.	44	45	576	10 св.	47, 48	57, 58
567	10 сн.	38	48	576	24 св.	44	54
569	24 св., 25 св.	36	46	576	21 сн.	16	26
571	5 сн.	35	48	577	3 св., 7 св., 19 св., 22 св.	44, 45	54, 55
	(рисунок)						
572	15 св.	38	48	577	9 св.	50-52	60-62
574	7 сн., 8 сн., 10 сн.	43-45	53-55	577	3 сн.	42, 53	52, 63, 64
				578	17 св., 4 сн., 20 сн.	54	64
575	2 св., 13 св., 18 сн.	44	54	579	24 св.	70-74	70-73
575	5 св.	46	56				

Всюду в статье ссылка ⁸ должна быть заменена на ссылку ⁹ и наоборот.

И. И. Першин



42. М. П. Баландин, У. А. Моисеенко, А. И. Мухин, С. З. Отвиновский, ЖЭТФ 36, 424 (1959).
43. L. Bertanza, G. Martelli, B. Tallini, Nuovo cimento 5, № 4, 940 (1957).
44. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ 30, 610 (1956).
45. В. Нанн, А. W. Knudsen, E. Hugentobler, Nuovo cimento, Suppl. 15, № 2, 236 (1960).
46. М. Ф. Ломанов и Б. В. Чириков, Приборы и техника эксперимента, № 5, 22 (1957).
47. D. A. Glaser, D. C. Rahm and C. Dodd, Phys. Rev. 102, 1653 (1956).
48. W. I. Willis, E. S. Fowler, D. C. Rahm, Phys. Rev. 108, 1046 (1957).
49. L. Derado and H. Schmitz, Nuovo cimento 11, № 6, 887 (1959).
50. Б. Росси, Частицы больших энергий, М., Гостехиздат, 1955.
51. E. H. S. Burhop, Nuovo cimento, Suppl. 2, 343 (1954).
52. I. E. Moual, Philos. Mag. 41, 1059 (1950).
53. В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Котенко, Е. П. Кузнецов, А. В. Самойлов, Приборы и техника эксперимента, № 1, 44 (1958).
54. И. И. Першин, В. Б. Бармин, В. П. Канавец, Б. В. Морозов, Приборы и техника эксперимента, № 4, 44 (1959).
55. И. И. Першин, В. М. Голубчиков, Приборы и техника эксперимента, № 3, 26 (1960).
56. K. Gottstein, M. G. K. Menon, I. H. Mulvey, C. O'Scallaigh, O. Rochat, Philos. Mag. 42, 708 (1951).
57. E. I. Williams, Phys. Rev. 58, 292 (1940).
58. G. Molier, Z. Naturforsch. 2a, 133 (1947); 3a, 78 (1948).
59. M. G. K. Menon and C. O'Scallaigh, Philos. Mag. 44, 1291 (1953).
60. S. Biswas, E. C. George and B. Peters, Proc. Ind. Acad. 38, 413 (1953).
61. C. Dilworth, E. G. Goldsack, L. Hirschberg, Nuovo cimento 11, 113 (1954).
62. B. Roederer, Nuovo cimento 11, № 1, 135 (1955).
63. G. Groetzing, M. J. Berger and F. L. Ribe, Phys. Rev. 77, 584 (1950).
64. H. P. Furth, Rev. Scient. Instrum. 26, 1097 (1955).
65. M. S. Bartlett, Philos. Mag. 44, 249 (1953).
66. W. B. Fretter and E. W. Friesen, Phys. Rev. 92, 1089 (1953).
67. I. G. Wilson and C. C. Butler, Philos. Mag. 43, 993 (1952).
68. Y. Goldschmidt-Clermont, G. Van Dardell, L. Kowarski and C. Peyrou, Nucl. Instrum. 2, 146 (1958).
69. G. Van Dardell, Y. Goldschmidt-Clermont, F. Iselin, Nucl. Instrum. 2, 154 (1958).
70. Y. Goldschmidt-Clermont, Proc. Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrum., CERN, 1959, стр. 523.
71. В. С. Кафтанов, И. Л. Лихтенбаум, Б. Н. Моисеев, С. Я. Никитин, О. Р. Федотов, там же, стр. 550.
72. А. И. Филиппов, М. М. Кулюкин, Ю. В. Щербakov, Р. М. Суляев, А. Т. Василенко, там же, стр. 544.
73. S. M. Andreev, P. Girs, I. A. Zarubin, G. M. Kodykov, S. M. Korenchenko, V. M. Ladunov, A. G. Morozov, K. G. Nerkašov, R. Pose, M. I. Popov, V. V. Smirnov and N. S. Tolstoy, там же, стр. 541.
74. K. Strauch, там же, стр. 505.

