

КАМЕРА ВИЛЬСОНА и ЕЁ ПРИМЕНЕНИЯ В ФИЗИКЕ

Н. Н. Дас Гупта и С. К. Гош *)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.	491
I. Физические основы образования капель. § 1. Пересыщение. § 2. Теория образования капель. § 3. Образование тумана. § 4. Конденсация на положительных и отрицательных ионах. § 5. Граница конденсации на ионах и граница образования тумана. § 6. Критическое пересыщение. § 7. Рост капель.	494
II. Различные типы камеры Вильсона. § 1. Ранние конструкции камеры Вильсона. § 2. Камера Вильсона, управляемая счётчиками. § 3. Неуправляемая камера с повышенным временем чувствительности. § 4. Камеры пониженного и повышенного давления.	518
III. Факторы, влияющие на качество следов. § 1. Освещение. § 2. Фотографирование. § 3. Резкость следов. § 4. Искажение следов. § 5. Время чувствительности камеры. § 6. Магниты для работы с камерой Вильсона.	530
IV. Физические измерения, выполняемые с помощью камеры Вильсона. § 1. Удельная ионизация. § 2. Импульс и кривизна следов в магнитном поле. § 3. Пробег. § 4. Определение массы частиц по данным камеры Вильсона.	547
V. Приложения. § 1. Давление паров воды и этилового спирта при различных температурах и разных составах смеси. § 2. Энергия, пробег, скорость и величина Hr для электронов, протонов и α -частиц. § 3. Зависимость удельной ионизации, пробега и изменения импульса от скорости частицы. § 4. Основные соотношения для комптоновского рассеяния γ -лучей.	564
Литература	574

ВВЕДЕНИЕ

В развитии современной физики камера Вильсона, которую Резерфорд назвал «самым оригинальным и замечательным прибором в истории науки», сыграла исключительно важную роль. Её часто называют также «последней инстанцией в физике», где проверяются конфликтующие теории и выносится приговор. Часто один вильсоновский снимок в состоянии внести убедительную ясность там, где многие косвенные данные оказываются недостаточными.

*) N. N. Das Gupta and S. K. Ghosh (Calcutta, India) Rev. of Modern Physics, 18, 225 (1946). Сокращённый перевод П. А. Черенкова.

История этого замечательного прибора в кратких чертах такова. В наиболее ранних работах Кулье (1875), Кисслинга (1884) и особенно Айткена (1880—1916) было обращено внимание на мало понятную роль, которую играют частицы пыли при конденсации водяных паров в капельки тумана. Пытаясь воспроизвести в лаборатории условия образования тумана, они нашли, что туман, появляющийся при небольшом адиабатическом расширении влажного, содержащего пыль воздуха, уже не образуется, как только воздух очищен от пыли. Кроме того, было найдено, что капельки тумана, появляющегося в пыльном воздухе, всегда образуются около пылинок. В момент возникновения, капельки имеют конечный радиус — порядка размеров пылинок — и, таким образом, не проходят ту стадию роста, в которой их радиус имел бы молекулярные размеры и в которой, как показал лорд Кельвин, эффект поверхностного натяжения привёл бы к столь сильному испарению, что это вызвало бы исчезновение капелек (см. I, § 2).

Установление того факта, что конденсация водяных паров связана с присутствием пылинок, заставило некоторое время думать, что во всех случаях образование тумана следует приписать пылинкам. В эту пору Ч. Т. Р. Вильсон (1897) прямыми опытами показал, что при определённых условиях заряженные ионы могут также принимать участие в образовании тумана. Вильсон установил, что в камере, наполненной пыльным, влажным воздухом, уже при очень небольшом расширении образуется плотный туман. Этот начальный туман появляется вследствие конденсации паров на частицах пыли, как это следует из того, что после нескольких повторных расширений, когда воздух в камере очищается от пыли (выпадающей вместе с туманом), при дальнейших небольших расширениях тумана не образуется. Если теперь, после того как воздух в камере очищен от пыли, постепенно увеличивать расширение, т. е. отношение конечного объёма газа в камере к начальному его объёму, то, до тех пор пока расширение остаётся меньшим 1,25, появления тумана в камере не наблюдается; при расширениях от 1,25 до 1,37 появляются отдельные капельки тумана и, наконец, при расширении, большем чем 1,37, в камере снова образуется сплошной туман, плотность которого растёт с увеличением расширения. Таким образом, было показано, что конденсация может происходить даже при отсутствии частиц пыли, если расширение становится больше некоторой определённой величины. Осталось выяснить природу тех центров, около которых происходит конденсация в отсутствии пылинок.

Вильсон вскоре нашёл (1899), что если вблизи камеры поместить рентгеновскую трубку или некоторое количество урана или какого-либо другого радиоактивного вещества, то вместо отдельных капелек, обычно появляющихся при расширениях, лежащих в пределах от 1,25 до 1,37, происходит образование плотного тумана. Однако, как бы велика ни была интенсивность радиации, туман не образуется, если

расширение меньше 1,25. Интенсивность источника сказывается только на числе капелек, но оставляет неизменной границу, при которой начинают появляться капельки.

Дж. Дж. Томсон (1898) показал, что центрами конденсации, имеющей место в присутствии рентгеновых лучей при расширениях в пределах 1,25—1,37, являются ионы. Помещая в камеру, содержащую очищенный от пыли воздух, две параллельные пластинки и создавая между ними сильное поле, он показал, что плотный туман, образующийся в камере при прохождении через неё рентгеновых лучей, в присутствии электрического поля исчезает. Несколько позднее (1904) Вильсон обнаружил, что отдельные капельки, образующиеся в камере при расширениях от 1,25 до 1,38 в газах, не подвергающихся действию радиации, уменьшаются в числе, если расширение происходит в присутствии сильного электрического поля. В результате всех этих наблюдений стало ясно, что в воздухе, свободном от пыли, при расширениях в пределах 1,25—1,38, центрами конденсации являются заряженные ионы, образующиеся в газе под действием радиации.

Ч. Т. Р. Вильсон (1911—1912) использовал это явление для разработки техники фотографирования следов α -частиц, быстрых электронов, лучей Рентгена и γ -лучей. Его метод состоял в том, что определённый объём воздуха, насыщенного водяным паром, подвергался резкому расширению. Понижение температуры, являющееся результатом расширения, приводит к тому, что количество водяных паров в воздухе оказывается большим, чем это соответствует состоянию насыщения. Избыточное количество водяных паров, конденсируясь на ионах, как центрах конденсации, делает путь заряженной частицы видимым и даёт возможность сфотографировать её след. Может быть сфотографирована и более сложная картина, имеющая место при взаимодействии частиц друг с другом.

Изящество и остроумие этого метода вряд ли могут быть переоценены. До открытия камеры Вильсона имела только возможность наблюдать поведение материи как совокупности атомов. Камера Вильсона позволяет нам изучать поведение отдельных атомов, видеть и фотографировать действительные пути атомов и электронов в газах и, наконец, изучать сложные взаимодействия между отдельными атомами, ядрами и заряженными частицами.

Огромные возможности камеры Вильсона были быстро оценены и в последующие годы разработан ряд конструкций камеры, предназначенных для различных исследований. Некоторые из этих конструкций коротко будут описаны во второй главе. Большое число работ, появившихся в последние годы, было направлено на выяснение и улучшение техники работы с камерой. Обзору этих работ посвящена третья глава. Хотя в течение 34 лет, прошедших после появления камеры, было сделано много усовершенствований, тем не менее основные процессы её действия, а именно, процессы образования и быстрого роста капелек в пересыщенном паре, до сих пор полностью

ещё не изучены. В первой главе будут даны некоторые экспериментальные результаты, касающиеся образования капелек и оптимального состава жидких смесей для камеры.

Последняя глава посвящена краткому описанию применений камеры Вильсона в различных отраслях современной физики. Применения камеры Вильсона в физике столь многочисленны и различны, что использовать все относящиеся к этому вопросу работы просто невозможно.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОБРАЗОВАНИЯ КАПЕЛЬ

§ 1. Пересыщение

Основные причины образования облаков общеизвестны. Если некоторая масса воздуха, насыщенного водяными парами, увлекается конвекционным потоком вверх, она адиабатически расширяется, в результате чего температура падает. Избыточное количество водяных паров выделяется в виде жидких капелек, которые наблюдаются нами как облака или туман. В основе действия камеры Вильсона лежит тот же принцип. В этом приборе определённый объём неконденсирующегося газа, насыщенного парами (или смесью паров), подвергается резкому расширению, приводящему к тому, что газ, находящийся теперь при более низкой температуре, содержит паров больше, чем в состоянии насыщения, т. е. к пересыщению. Избыточное количество паров конденсируется на ионах как центрах, делая видимым путь заряженной частицы.

Таким образом условием конденсации на ионах является наличие состояния пересыщения. Пересыщение в данный момент времени может быть определено как отношение фактической плотности пара в этот момент к плотности насыщенного пара при той же температуре. Степень пересыщения, возникающего в камере в результате расширения, зависит от различных факторов, а именно от природы неконденсирующегося газа и используемых паров, от начальных давления и температуры газовой смеси и от величины расширения. Если в качестве конденсирующихся паров применяются пары смеси двух жидкостей, например, воды и алкоголя, пересыщение зависит также и от состава смеси. Прежде чем перейти к критическому пересыщению, от которого зависит нормальная работа камеры, необходимо рассмотреть влияние всех этих факторов на результирующее пересыщение.

Для простоты мы примем, что в камере непосредственно перед расширением имеется неконденсирующийся газ при давлении P_g и пар при давлении P_1 , занимающие объём V_1 при температуре T_1 . Тогда мы имеем

$$P_1 V_1 = \frac{M_1}{M} RT_1, \quad (1,1)$$

где M_1 — полная масса пара, находящегося в объёме V_1 , а M — вес его грамммолекулы.

Предположим теперь, что произошло внезапное расширение, изменившее объём от V_1 до V_2 . Вследствие этого расширения температура газовой смеси падает от T_1 до T'_2 , причём T'_2 определяется адиабатическим соотношением

$$T_1/T'_2 = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}, \quad (1,2)$$

где k — отношение удельных теплоёмкостей.

Непосредственно после расширения, но до того как произошла конденсация, первоначальная масса пара M_1 распределяется по объёму V_2 . Соответствующее этому объёму давление P'_2 определяется выражением:

$$P'_2 V_2 = \frac{M_1}{M} RT'_2. \quad (1,3)$$

Однако это состояние не будет устойчивым, так как при температуре T'_2 , более низкой чем T_1 , масса насыщенного пара меньше, чем при температуре T_1 . Вследствие этого будет иметь место конденсация паров, снижающая массу пара от величины M_1 до M_2 . После того как избыточное количество пара конденсировалось, снова устанавливается равновесие, и давление пара понижается до P_2 , соответствующего давлению насыщенного пара при температуре T_2 . Вследствие выделения некоторого количества тепла при конденсации паров, температура T_2 , устанавливающаяся после расширения и конденсации, несколько выше температуры T'_2 , имеющей место сразу после расширения.

Для пара, находящегося при более низкой температуре T_2 , мы имеем

$$P_2 V_2 = \frac{M_2}{M} RT_2, \quad (1,4)$$

где M_2 — масса пара в объёме V_2 после конденсации.

В промежуток времени после расширения до момента начала конденсации, когда первоначальная масса пара M_1 распределена по объёму V_2 , плотность пара ρ'_2 равна: $\rho'_2 = M_1/V_2$; соответствующее значение этой величины после конденсации будет: $\rho_2 = M_2/V_2$. Пересыщение, возникающее в результате расширения, есть отношение величины ρ'_2 к плотности насыщенного пара при более низкой температуре T_2 . Таким образом мы можем написать

$$S = \frac{\rho'_2}{\rho_2} = \frac{M_1}{M_2} = \frac{P_1 V_1 T_2}{P_2 V_2 T_1}. \quad (1,5)$$

С другой стороны, из уравнений (1,3) и (1,4) имеем

$$S = \frac{P'_2}{P_2} \cdot \frac{T_2}{T'_2}. \quad (1,6)$$

Пренебрегая небольшой разницей между T_2 и T'_2 , мы можем положить $T_2 = T'_2$. Тогда, исключая T_2/T_1 из уравнения (1,5), с помощью формулы (1,2) получим

$$S = \frac{P_1}{P_2} \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = \frac{P_1}{P_2} \left(\frac{1}{1+\varepsilon} \right)^k, \quad (1,7)$$

где $1 + \varepsilon$ — коэффициент расширения, P_1 и P_2 — давления насыщенного пара при начальной и конечной температурах, k — отношение удельных теплоёмкостей смеси газов и паров, имеющих в камере.

Вследствие небольшого различия T_2 и T'_2 величина пересыщения, получаемая по формуле (1,7), несколько меньше её точного значения, определяемого выражением (1,5) и (1,6).

Отношение удельных теплоёмкостей k , входящее в равенства (1,2) и (1,7), относится к смеси всех газов и паров, имеющих в камере Вильсона. Значение этой величины, согласно Ричарцу (1906), определяется из соотношения:

$$\frac{1}{k-1} = \frac{1}{k_g-1} \frac{P_g}{\pi} + \frac{1}{k_v-1} \frac{P_v}{\pi}, \quad (1,8)$$

где P_g и P_v — парциальные давления газа и пара, k_g и k_v — отношения удельных теплоёмкостей каждой из этих компонент, а π — полное давление, равное $P_g + P_v$. Если вместе с неконденсирующимся газом используются пары не одной, а нескольких жидкостей, мы вместо (1,8) будем иметь:

$$\frac{1}{k-1} = \frac{1}{k_g-1} \frac{P_g}{\pi} + \frac{1}{k'_v-1} \frac{P'_v}{\pi} + \frac{1}{k''_v-1} \frac{P''_v}{\pi} *). \quad (1,8a)$$

Формула (1,8) показывает, как изменяется величина k , относящаяся ко всей смеси в целом, в зависимости от P_g , P_v , k_g , k_v и т. д. Так как эти последние являются функциями начальных температуры и давления и зависят, кроме того, от природы паров и газа, наполняющих камеру, то величина k для газовой смеси в целом, а следовательно и пересыщение, происходящее при фиксированном расширении, будут меняться вместе с изменением этих величин.

К детальному рассмотрению всех этих факторов мы и переходим.

а. Зависимость пересыщения от природы газа и пара. Таблица I показывает, как природа газа влияет на пересыще-

*) Это следует из того, что работа, совершаемая газом и паром при адиабатическом расширении, задаётся выражением $R(T_1 - T'_2)/(1 - k)$, где T_1 и T'_2 — начальная и конечная температуры. Работа паров и газа, рассматриваемых отдельно, будет равна $R(T_1 - T'_2) \left[\frac{P_g}{(1 - k_g)\pi} + \frac{P'_v}{(1 - k'_v)\pi} + \dots \right]$. Из равенства написанных выражений и следует формула (1,8a).

ние, получаемое при одной и той же величине расширения, равной 1,25.

Таблица I
Влияние природы газа на пересыщение

Газ	Пары	k	T_2	P_2 в мм Hg	S
А	H ₂ O	1,66	252,8	0,77	15,6
Воздух	H ₂ O	1,40	267,2	2,97	4,2
СО	H ₂ O	1,31	273,4	4,68	2,8
Воздух	C ₂ H ₅ ОН	1,37	269,8	9,45	3,41

В первых трёх строках приведены данные для аргона, воздуха и углекислоты, используемых в качестве неконденсирующихся газов и паров воды. Начальная температура $T_1 = 20^\circ \text{C}$, так что $P_1 = 1,75 \text{ см Hg}$ и для воды $k = 1,30$. Полное давление в каждом случае принято равным $1,5 \text{ ат}$. Величина k для смеси пара и газа, вычисленная по формуле (1,8), дана в третьем столбце. В четвёртом и пятом столбцах указаны температура T_2 , устанавливающаяся непосредственно после расширения, и давление паров, соответствующее этой температуре.

Данные последней строки таблицы I относятся к случаю, когда вместо паров воды использовались пары C₂H₅ОН. Легко видеть, что так как, при одной и той же температуре, давление паров спирта выше давления паров воды и так как, кроме того, величина k , равная для паров спирта 1,13, меньше значения k для паров воды, то величина k , вычисленная для смеси воздух — пары воды, будет больше аналогичной величины для смеси воздух — пары спирта. Следовательно, чтобы получить ту же самую степень пересыщения при смеси воздух — спирт, потребуется большее расширение, чем при смеси воздух — вода.

Таблица также показывает, что если вместо воздуха применять одноатомный газ, например аргон или гелий, пересыщение резко возрастает. Действительно, в камере с аргоном расширение, равное 1,10, даёт такое же пересыщение S , которое получается при расширении 1,25 в камере, наполненной воздухом. Так как малое расширение устраняет многие трудности механического порядка, в большинстве камер применяются одноатомные газы.

б. Зависимость пересыщения от давления газа. Из формулы (1,8) видно, что когда, вследствие понижения давления газа P_g , полное давление π уменьшается, величина P_g/π возрастает, а P_g/π практически остаётся без изменения, так как $P_g \gg P_v$. Вследствие этого значение k уменьшается. Поэтому для заданного расширения падение температуры будет меньшим [см. формулу (1,2)], а в силу этого производимое пересыщение уменьшится. Чтобы получить

прежнее пересыщение, необходимо будет увеличить расширение. И наоборот — при увеличении π для получения того же пересыщения потребуется меньшее расширение.

В таблице II приводятся данные для смесей воздух — вода и воздух — спирт, показывающие, как изменяются k и S в зависимости от π . Начальная температура принята равной 25°C , величина расширения — 1,2. Значения k для воздуха, воды и спирта приняты соответственно равными 1,4; 1,3 и 1,13.

Из таблицы II непосредственно видно, что с камерой Вильсона выгоднее работать при более высоких давлениях. Величина k у газа выше, чем у пара, поэтому, при повышении давления, значение k для всей системы в целом увеличивается по сравнению с его значением, соответствующим более низкому общему давлению. В результате

Таблица II

Зависимость k и S от полного давления π

Полное давление π в <i>см</i> Hg	1140	330	114	76	38	20	10	6
Воздух и пары	{ k : 1,400	{ S : 3,018	{ k : 1,398	{ S : 3,016	{ k : 1,392	{ S : 2,889	{ k : 1,572	{ S : 2,572
воды								
Воздух и пары	{ k : 1,396	{ S : 2,703	{ k : 1,361	{ S : 2,439	{ k : 1,302	{ S : 1,706	{ k : 1,180	{ S : 1,206
спирта								

создаётся возможность работать при меньших расширениях, что сводит к минимуму возможности появления завихрений. Более высокая плотность паров предотвращает также диффузию воды от стенок после расширения. И, наконец, поскольку число ионов на сантиметр пути возрастает с увеличением давления, следы частиц становятся более плотными, что значительно облегчает проблему освещения при фотографировании.

в. Влияние начальной температуры. Если, сохраняя постоянными начальный объём V_1 и полное давление π , повышать начальную температуру, то это повлечёт за собой возрастание величины P_0/π более быстрое, чем P_g/π . В результате, значение k для системы в целом уменьшится, и, чтобы получить то же самое понижение температуры, потребуется большее расширение. Соответствующие цифровые данные для смеси воздух — спирт приводятся в таблице III. Данные этой таблицы относятся к давлениям $\pi = 114$ *см* Hg и $\pi = 38$ *см* Hg и к изменению начальной температуры в пределах от 40 до 10°C . Величина расширения взята равной 1,2, а значения k для воздуха и спирта — те же, что и в таблице II.

Таблица III

Зависимость k и S от начальной температуры

Температура	40° C	30° C	25° C	20° C	10° C
114 см Hg { k	1,322	1,35	1,361	1,370	1,383
{ S	2,084	2,345	2,439	2,523	2,654
38 см Hg { k	1,232	1,280	1,302	1,322	1,356
{ S	1,592	1,912	2,049	2,156	2,355

г. Зависимость пересыщения от величины расширения. Изменение пересыщения в зависимости от величины расширения может быть вычислено с помощью формул (1,2) и (1,5). В таблице IV приводятся результаты подобных вычислений для смесей воздух — вода и воздух — спирт.

Таблица IV

Значения пересыщения при различных величинах расширения

Расширение ($t=20^\circ\text{C}$)	1,00	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40
Воздух—вода S	1,00	1,28	1,78	2,36	2,96	4,005	5,52	7,16	9,14
Воздух—спирт S	1,00	1,29	1,62	1,84	2,55	3,25	4,15	5,32	6,94

При этих вычислениях k принято равным 1,4 для системы воздух — вода и 1,37 для системы воздух — спирт. Данные таблицы относятся к начальной температуре $t = 20^\circ\text{C}$, так что парциальное давление паров воды равно 17,54 мм Hg и паров спирта — 44 мм Hg.

Из таблицы IV видно, что при расширении 1,25 пересыщение, образующееся в системе воздух — пары воды, равно 4. Чтобы получить такое же пересыщение, работая со смесью воздух — пары спирта, требуется повысить величину расширения до 1,29.

д. Зависимость k и S от концентрации смеси жидкостей. Если в качестве конденсирующихся паров применяется смесь различных паров, то парциальные давления P'_σ , P''_σ и т. д. каждой из компонент такой смеси зависят от концентрации соответствующей жидкости. Дюгем и Маргулес (1900) показали, что в замкнутом объеме, содержащем смесь двух жидкостей, парциальные давления паров удовлетворяют соотношению

$$\frac{d \ln P'_\sigma}{d \ln P''_\sigma} = \frac{1-x}{x}, \quad (1,9)$$

где x и $(1-x)$ — молярные дроби используемых жидкостей, а P'_σ и P''_σ — парциальные давления их паров. Предполагая полное давление паров для данного состава смеси известным, можно, следуя методу Льюиса и Мэрфи, решить уравнение (I,9) относительно P'_σ и P''_σ .

Зависимость парциальных давлений паров P'_σ и P''_σ от концентрации смеси вода — спирт для температур 20° и 40° С приведена в таблице XVIII (см. стр. 565), заимствованной из справочника Ландольта и Бернштейна. По данным этой таблицы, используя равенство (I,8a), можно вычислить величину k , соответствующую различным концентрациям смеси воды и спирта. Значения k , вычисленные этим способом, даются в таблице V (для $t_1=20^\circ$ С).

Таблица V
Значения k при различных относительных концентрациях смеси вода — спирт

Содержание C_2H_5OH по весу (в %)	Содержание C_2H_5OH по объёму (в %)	Молярное содержание C_2H_5OH в (%)	k
0	0,00	0, 00	1,398
10	12,31	4,167	1,393
20	24,00	8,913	1,339
30	35,12	14,35	1,336
40	45,71	20,69	1,334
50	55,80	28,12	1,382
60	65,46	36,99	1,381
70	74,66	47,62	1,379
80	83,47	64,02	1,377
90	91,91	77,87	1,374
100	100,00	100,00	1,370

Процентное содержание C_2H_5OH (по объёму), приведённое в первом столбце этой таблицы, вычислено, исходя из соотношения:

объём C_2H_5OH (в %) = $(V_{\text{спирта}} \times 100) / (V_{\text{спирта}} + V_{\text{воды}})$,
где $V_{\text{спирта}}$ и $V_{\text{воды}}$ являются истинными объёмами каждой из жидкостей, взятых для составления смеси.

С помощью уравнения (I,2) и вычисленных значений k , приведённых в таблице IV, можно для фиксированной величины расширения определить температуру T_2 , устанавливающуюся непосредственно после расширения, и её зависимость от соотношения компонент исследуемой смеси жидкостей. Чтобы получить пересыщение, соответствующее различным соотношениям компонент, необходимо знать полное давление паров смеси при температуре T_2 [уравнение (I,5)]. Однако, насколько известно, экспериментальных данных о полном давлении паров смеси спирт — вода для тех низких температур, которые пред-

ставляют интерес, пока ещё не имеется. В связи с этим действительное пересыщение, образующееся в результате расширения, не может быть вычислено.

§ 2. Теория образования капелек

Перейдём теперь к рассмотрению современных представлений о процессе образования капелек. Основы этих представлений созданы лордом Кельвином, который ещё в 1870 г. показал, что вблизи поверхности капельки радиуса r давление насыщенного пара больше, чем у плоской поверхности жидкости, и что связь между этими величинами выражается формулой

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{2\sigma}{r} \frac{M}{RT\rho}, \quad (I,10)$$

где σ — поверхностное натяжение, ρ — плотность жидкости, R — газовая постоянная, T — абсолютная температура, а P_r и P_∞ — давления насыщающих паров близ, соответственно, поверхности капельки и плоской поверхности. Для воды при температуре $T = 291^\circ$ абс уравнение (I,10) принимает вид

$$\frac{P_r}{P_\infty} = e^{\frac{1,09 \cdot 10^{-7}}{r}}, \quad (I,11)$$

откуда следует, что P_r всегда больше P_∞ , причём, пока r превышает 10^{-7} см, разница этих величин незначительна.

Таким образом, если капелька находится во взвешенном состоянии в пространстве, где относительная влажность — 100% , она будет испаряться. Чтобы предотвратить испарение капелек, относительная влажность должна быть повышена до $100 P_r/P_\infty$, т. е. необходимо создать пересыщение, равное P_r/P_∞ .

В таблице VI приведены величины P_r/P_∞ , вычисленные для различных значений радиуса r . На рис. 1 эти результаты изображены также графически (пунктир).

Таблица VI

Значения P_r/P_∞ для капелек воды

r в см	P_r/P_∞	r в см	P_r/P_∞	r в см	P_r/P_∞
$1,0 \times 10^{-4}$	1,001	$7,8 \times 10^{-8}$	4,00	$3,9 \times 10^{-8}$	16,5
$1,0 \times 10^{-5}$	1,01	6,8	5,00	2,0	235,0
$1,0 \times 10^{-6}$	1,12	6,1	6,00		
$2,3 \times 10^{-7}$	1,60	5,6	7,00		
$1,9 \times 10^{-7}$	1,78	5,2	8,00		
$1,6 \times 10^{-7}$	2,00	5,0	9,00		
$1,0 \times 10^{-7}$	3,00	4,7	10,00		

Из пунктирной кривой рис. 1 видно, что пересыщение, требуемое для образования капелек, быстро растёт с уменьшением радиуса капельки r . Для образования капельки радиуса $r=2 \cdot 10^{-8}$ см необходимо пересыщение, равное 235. Если пересыщение ниже этой

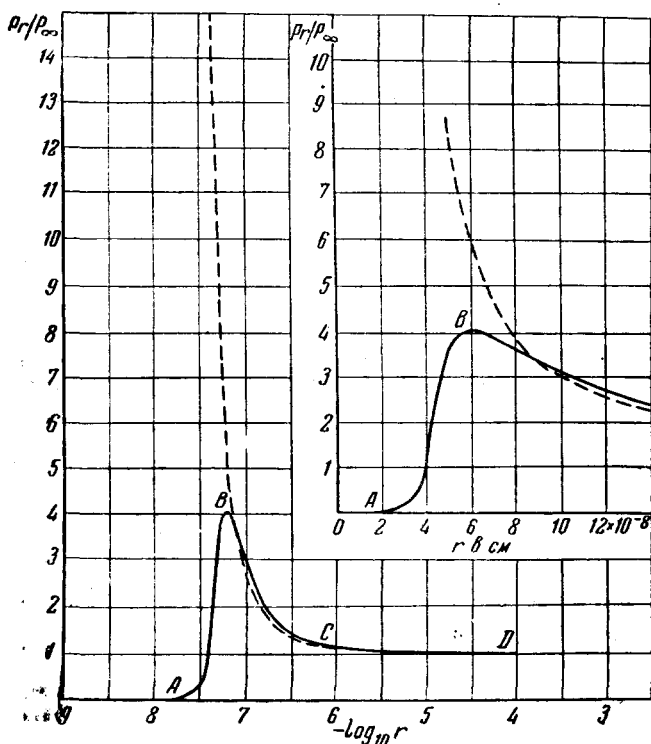


Рис. 1. Зависимость давления насыщенного пара вблизи поверхности капельки от её радиуса.

величины, то капелька столь малых размеров, даже если она и образовалась, немедленно испарится.

В воздухе обычно имеются пылинки, размеры которых колеблются от 10^{-4} до 10^{-6} см. Эти размеры достаточно велики и поэтому при очень небольших пересыщениях — порядка от 1,001 до 1,12 — на пылинках происходит конденсация. Указанное обстоятельство объясняет явление, найденное Айткеном, а также и Вильсоном, состоящее в том, что в камере, наполненной воздухом, содержащим пыль, достаточно очень небольшого расширения, чтобы вызвать появление ингенсивного тумана, тогда как в камере, наполненной чистым воздухом, при малых расширениях образования тумана не наблюдается.

Пунктирная кривая рис. 1 показывает также, что с увеличением радиуса капельки пересыщение, необходимое для поддержания её

в равновесии с парообразной фазой, понижается. Однако состояние равновесия не будет устойчивым. С увеличением капелек процесс их дальнейшего роста становится более быстрым и продолжается до тех пор, пока пересыщение не снизится до единицы. Существенным для этого процесса является наличие центров, около которых могла бы произойти первоначальная конденсация. Как только это произошло, капельки начинают быстро расти до размеров, видимых глазом. Их конечный размер определяется степенью пересыщения и числом капелек, образовавшихся в одном кубическом сантиметре.

Перейдём к объяснению явления, впервые обнаруженного Ч. Т. Р. Вильсоном. Как уже указывалось, это явление состоит в том, что в камере, наполненной очищенным от пыли воздухом и парами воды, при расширениях от 1,25 до 1,37 имеет место конденсация воды на ионах. Следовательно, в этом случае возникающие капельки будут обладать электрическим зарядом. Предполагая, что каждая капелька образуется на одном ионе, т. е. несёт один элементарный заряд e , можно, следуя Томсону, видоизменить уравнение (I,10) следующим образом:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left(\frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{8\pi k r^4} \right). \quad (\text{I},12)$$

Член, стоящий в левой части уравнения (I,12), характеризует избыток давления у поверхности капли в сравнении с давлением насыщенных паров P_∞ . Два члена правой части представляют давление, обусловленное поверхностным натяжением и электрическим полем. Эти члены имеют противоположный знак, так как потенциальная энергия поверхностного натяжения ($4\pi r^2\sigma$) убывает с уменьшением радиуса r , тогда как потенциальная энергия электрического поля ($\frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{kr}$) возрастает. Первый член действует в направлении уменьшения радиуса капли и, следовательно, увеличения давления паров, второй член — в обратном направлении. Вследствие этой причины давление паров вблизи поверхности заряженной частицы будет всегда меньше в сравнении с незаряженной частицей.

Из уравнения (I,12) мы видим, что для

$$\begin{aligned} r = c &= \left(\frac{e^2}{16\pi k \sigma} \right)^{1/3} & P_r &= P_\infty, \\ r > c & & P_r &> P_\infty, \\ r < c & & P_r &< P_\infty. \end{aligned}$$

Здесь c есть критический радиус, определяющий величину заряженных капелек, устанавливающуюся в момент, когда давление паров становится насыщенным, т. е. когда $P_r = P_\infty$. В пространстве, насыщенном парами, каждый газообразный ион будет окружён капелькой радиуса c .

Принимая, что капелька образуется на одном ионе, т. е. что её заряд $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$, и беря поверхностное натяжение капельки равным 76 дин/см , что справедливо для толстого слоя воды, мы получим $c = 3,9 \cdot 10^{-8} \text{ см}$.

В таблице VII даются вычисленные значения P_r/P_∞ для заряженных капелек радиуса r . На рис. 1 зависимость между этими величинами представлена графически (сплошная линия). При радиусе капли $r > 10^{-7} \text{ см}$ влияние заряда ничтожно, и поэтому для образования как заряженной, так и незаряженной капельки требуется одно и то же пересыщение. Однако при меньших радиусах имеется существенное различие. В то время как для незаряженных капелек пересыщение, соответствующее равновесию, с уменьшением радиуса быстро возрастает, у заряженных капелек оно при $r = 6,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ достигает максимального значения, равного 4,1, и при дальнейшем уменьшении радиуса снова падает. Таким образом заряженная капелька может образоваться даже в пространстве, ненасыщенном парами ($S < 1$), тогда как появление незаряженной капельки в этих условиях исключено.

Таблица VII
Значения P_r/P_∞ для однократно заряженных ионов

$r \text{ (в } 10^{-8} \text{ см)}$	P_r/P_∞	$r \text{ (в } 10^{-8} \text{ см)}$	P_r/P_∞
1,95	10^{-18}	6,45	4,0
3,55	0,37	7,80	3,71
3,90	1,00	8,80	3,36
4,25	2,00	11,70	2,62
4,65	3,00	15,6	2,09
5,80	4,00	19,5	1,81
5,85	4,08	23,4	1,64

Таблица VII показывает, что с уменьшением количества водяных паров, имеющихся в воздухе, радиус капелек, которые при данных условиях могут образоваться вокруг ионов, уменьшается очень медленно.

Так, например, если количество водяных паров, находящихся в воздухе при насыщении, уменьшить до 10^{-18} этой величины, что соответствует состоянию почти абсолютной сухости, величина капелек понизится всего лишь наполовину: с $r = 3,9 \cdot 10^{-8}$ она понижается до $r = 1,95 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Так как воздух всегда содержит некоторое количество ионов и водяных паров, такие мельчайшие капельки в нём всегда имеются. Однако эти капельки не могут вырасти до видимых размеров вследствие того, что для восходящей части АВ (сплошная кривая на рис. 1) рост размеров капелек требует одновременного роста давления насыщенных паров, что физически невозможно.

В области правее точки В увеличение размеров капельки сопровождается понижением давления насыщающих паров. Поэтому, как

только капелька прошла точку B , на ней происходит конденсация, и её размеры увеличиваются. Таким образом область кривой между точками B и C неустойчива, и капелька, лишь только она прошла стадию B , скоро становится видимой. Резюмируя, можно сказать, что если пересыщение превышает 4,1, что для системы воздух — водяные пары соответствует значению $V_2/V_1 = 1,25$ (см. табл. IV), то при наличии ионов на них могут создаваться капельки, вырастающие до видимых размеров.

§ 3. Образование тумана

Вильсоном было замечено, что в камере, наполненной воздухом и парами воды, при расширениях, превышающих 1,37, даже в отсутствии какого-либо ионизирующего агента, появляется плотный туман, заполняющий всю камеру. Затем, примерно в течение одной минуты, этот туман осаждается на дно, причём наблюдаются цветовые явления. При расширениях, меньших 1,37, капли слишком велики, чтобы образовывать цветовые явления, и их не слишком много, чтобы образовался сплошной туман. При расширениях, больших 1,44, цветовых явлений также не происходит, так как капли слишком малы. В этой области плотность тумана быстро возрастает с увеличением расширения. Расширение, равное 1,37, при котором во всём объёме камеры образуется плотный туман, является, таким образом, границей образования тумана. Как видно из таблицы IV, пересыщение, соответствующее этому расширению, для системы воздух — водяные пары достигает примерно восьми.

Какова природа тех центров, на которых происходит конденсация при восьмикратном пересыщении? Согласно Дж. Дж. Томсону в пространстве, насыщенном парами, всегда имеются мельчайшие капельки воды, образующиеся вследствие коалесценции молекул пара и мгновенно затем испаряющиеся. Можно предполагать, что некоторые из этих капелек в момент расширения действуют как центры конденсации. Повидимому, эти капельки имеют различные размеры с резко выраженной верхней границей, составляющей $5 \cdot 10^{-8}$ см. Пока пересыщение не превышает восьми, конденсация происходит на крупных капельках ($r \geq 5,2 \cdot 10^{-8}$ см), но, как только величина пересыщения превышает эту границу, наступает конденсация и на более мелких капельках. Этим можно объяснить быстрое возрастание плотности тумана с увеличением расширения.

В своих рассуждениях Томсон исходил из того, что при выводе уравнений (I,10) и (I,12) поверхностное натяжение капелек принималось не зависящим от радиуса, что, однако, нельзя считать справедливым. При учёте зависимости поверхностного напряжения от радиуса капельки уравнение (I,12) видоизменяется следующим образом:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left(\frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} - \frac{e^2}{8\pi kr^4} \right). \quad (I,13)$$

Если капелька не заряжена, $e=0$, и мы имеем

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left(\frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} \right). \quad (I,14)$$

Точная зависимость σ от r пока неизвестна. Лорд Рэлей показал, что для очень тонких плёнок поверхностное натяжение пропорционально толщине плёнки. Кроме того, на основании опытов Рейнольдса, Рукера и Иоганнота Томсон заключает, что при $r=0$ поверхностное натяжение равно нулю, затем с увеличением r оно растёт, достигает максимума при некотором значении r , после чего снова уменьшается.

Исходя из этих предположений, Томсон показал, что зависимость $\ln P_r/P_\infty$ или равной ему величины $\frac{M}{RT\rho} \left(\frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} \right)$ от радиуса капельки r может быть представлена кривой, имеющей вид, показанный на рис. 2. Из этой трансформированной кривой [она соответствует уравнению (I,14)] видно, что когда $r=0$, $\ln \frac{P_r}{P_\infty} = 0$, затем, с увеличе-

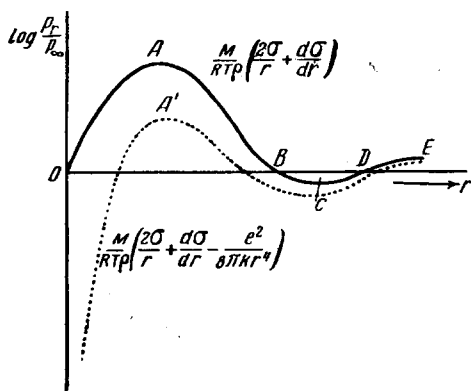


Рис. 2. Влияние поверхностного натяжения на давление насыщенного пара у поверхности капельки.

нием r , эта величина возрастает, проходит через максимум, после чего, уменьшаясь, снова обращается в нуль и меняет знак.

Кривая также показывает, что независимо от величины пересыщения всегда будут иметься капельки. Для определения радиуса капельки, соответствующего некоторому пересыщению S , надо провести прямую, параллельную оси абсцисс, на расстоянии $\ln S$ от неё. Абсциссы точки пересечения этой прямой с кривой рис. 2 определяют величину капелек. Так как прямая линия (в интересующей нас области) всегда будет пересекать кривую рис. 2, то, следовательно, при любом положительном значении S мы всегда будем иметь капельки, размер которых будет определяться величиной S . Конденсация будет иметь место даже при самых слабых пересыщениях.

Радиус этих капелек, однако, слишком мал, чтобы они были видны невооружённым глазом. Увеличиться же до видимых размеров они не могут, поскольку они лежат на восходящей части OA рассматриваемой кривой. Как только пересыщение исчезает, т. е. P_r становится равным или меньше P_∞ , капельки испаряются. Но если капелька прошла точку A (что произойдёт только при достаточной величине

пересыщения), то при дальнейшем увеличении её размеров давление насыщенных паров близ её поверхности начинает падать и, таким образом, создаются условия для конденсации на ней водяных паров и её роста. Область AC неустойчива, и капелька, прошедшая стадию A , скоро вырастает до размеров, делающих её видимой. Таково данное Томсоном объяснение образования плотного тумана при восьмикратном пересыщении. Указанная величина пересыщения необходима, чтобы капелька могла пройти точку A . При пересыщениях, больших восьмикратного ($S > 8$), даже наиболее мелкие центры конденсации попадают в область AC и быстро превращаются в капельки видимого размера. Этим объясняется наблюдаемое в этой области быстрое возрастание плотности тумана с увеличением расширения.

По Томсону первоначальные мельчайшие капельки, которые служат центрами конденсации для образования сплошного тумана, возникают вследствие соединения (коалесценции) молекул водяного пара. В свою очередь из соединения этих капелек образуются капельки большего размера. Поэтому капелек малого размера гораздо больше, чем крупных, и для их величины имеется вполне определённый верхний предел. Число капелек, размеры которых превосходят этот предел, слишком мало, чтобы образовать видимый туман.

§ 4. Конденсация на положительных и отрицательных ионах

Ч. Т. Р. Вильсон установил (1896), что на отрицательных ионах конденсация начинается раньше, чем на положительных. Он нашёл, что в системе воздух — пары воды конденсация на отрицательных ионах начинается с расширения, равного 1,25 ($S = 4$), в то время как на положительных ионах она происходит, начиная с расширения в 1,31 ($S = 6$). Экспериментируя с водой и рядом других органических жидкостей, Лэби установил, что в воздухе конденсация паров всех исследованных им жидкостей (за исключением воды) на положительных ионах начинается раньше, чем на отрицательных. Жидкости, которые изучались Лэби, были: уксусная кислота, амиловый алкоголь, хлороформ, этилацетат, этиловый алкоголь, иодистый этил, гептилалкоголь, изоамилалкоголь, метилбутират и пропилацетат.

Подобные же исследования были сделаны Шарером (1939), который изучал конденсацию пересыщенных паров на естественных ионах и ионах, образуемых рентгеновыми лучами. Им были исследованы пары воды, этилового и метилового алкогелей, бензола, четырёххлористого углерода, хлороформа, хлорбензола и смесь паров воды и этилового спирта. При этом оказалось, что вода и хлорбензол раньше конденсируются на отрицательных ионах, пары этилового и метилового алкогелей, а также пары хлороформа — на положительных. У бензола и четырёххлористого углерода конденсация на отрицательных и положительных ионах начинается примерно одновременно.

Такое различие можно объяснить тем, что на поверхности капли образуется двойной слой зарядов: один — на поверхности самой капли, второй (противоположного знака) в окружающем капельку газе на очень малом расстоянии от первого. Основанием для этого допущения служит известный факт, что разбрызгивание воды или продувание через неё воздуха сопровождается электризацией.

Из уравнения (I,12) мы видели, что величина

$$\frac{M}{RT\rho} \left[\frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{8\pi kr^4} \right]$$

определяет избыток давления на поверхности капли в сравнении с давлением насыщенных паров. Первый член обусловлен поверхностным натяжением, второй (равный $kE^2/8\pi$, где $E = \frac{e}{kr^2}$ — напряжённость поля) — электрическим полем. Наличие двойного слоя зарядов должно привести к изменению влияния второго члена.

Если V — разность потенциалов между слоями, обусловленная их зарядами, а d — расстояние между ними, то влияние двойного слоя будет характеризоваться величиной $\frac{k}{8\pi} \cdot \left(\frac{V}{d} \right)^2$, и уравнение (I,12) преобразуется в следующее:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left\{ \frac{2\sigma}{r} - \frac{k}{8\pi} \left(\frac{V}{d} + \frac{e}{kr^2} \right)^2 \right\}, \quad (I,15)$$

и соответствующее ему уравнение:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left\{ \frac{2\sigma}{r} - \frac{kV^2}{8\pi d^2} \right\} \quad (I,16)$$

для случая незаряженной капельки, когда $e=0$.

Сравнивая выражения (I,15) и (I,16), мы видим, что для заряженной капли член, стоящий в скобках в правой части равенства, уменьшается на величину

$$\frac{e^2}{8\pi kr^4} + \frac{eV}{4\pi r^2 d}. \quad (I,17)$$

Поскольку здесь первый член всегда положителен, мы должны рассмотреть влияние только одного второго члена.

Если $eV/4\pi r^2 d$ положительно, правая часть уравнения (I,15), а следовательно, при заданном r и величина P_r/P_∞ , уменьшаются, т. е. конденсация на поверхности капли будет происходить при меньшем пересыщении, чем раньше, что облегчает условия конденсации. С другой стороны, при $eV/4\pi r^2 d < 0$ эти условия будут затруднены, и, чтобы началась конденсация, потребуется большее пересыщение. Электрическое поле, обусловленное двойным слоем, имеет определённое направление, зависящее от природы газа. Если ион имеет заряд, создающий поле того же знака, произведение будет положительным и

действие такого иона, как центра конденсации, будет более эффективным.

При соприкосновении чистой поверхности воды с воздухом последний электризуется отрицательно, причём равный положительный заряд перемещается к поверхности воды, образуя внешнюю оболочку двойного слоя. Отрицательные заряды этого двойного слоя расположены на поверхности воды, а положительные — на соприкасающейся с ней поверхности воздуха. Поле направлено внутрь, и поэтому в случае паров воды отрицательные ионы окажутся более эффективными, чем положительные.

Некоторые жидкости при продувании через них воздуха электризуются не отрицательно, а положительно. В этом случае поле направлено наружу, и следовательно, положительные ионы в качестве центров конденсации будут более эффективными. Правильность этих заключений была экспериментально проверена Лэби (1908), Шарером (1939) и Хазеном (1944) на опытах с различными алкоголями. Создавая сильное электрическое поле, можно капельки, образованные на отрицательных и положительных ионах, отделить друг от друга. Полученная таким способом фотография, принадлежащая Хазену, приведена на рис. 3. На этой фотографии ясно видно различие в действии положительных и отрицательных ионов. Более плотная колонка образована на положительных ионах.

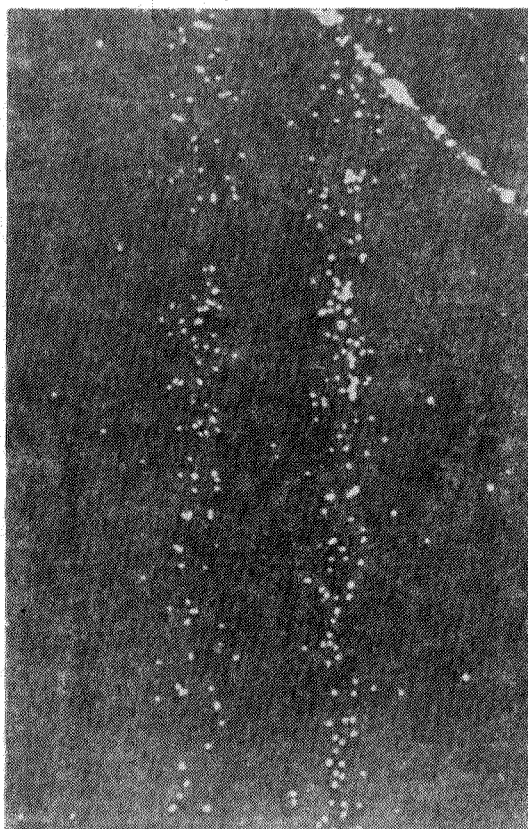


Рис. 3. Конденсация на положительных и отрицательных ионах. Положительные и отрицательные ионы разделились на две колонки до того, как на них образовались капельки. Более плотная колонка образовалась на положительных ионах (По Хазену, *Phys. Rev.* **65**, 259 (1944).)

§ 5. Граница конденсации на ионах и граница образования тумана

Вильсон установил, что в системе воздух — пары воды центрами конденсации отдельных капелек, появляющихся при расширении, равном 1,25, служат ионы, в то время как конденсация тумана, образующегося по всему объёму камеры при расширениях, превышающих 1,37, повидимому, происходит на молекулярных комплексах паров, содержащихся в камере. Эти два предельных расширения могут быть названы границей конденсации на ионах и границей образования тумана. Экспериментальные результаты Вильсона были затем подтверждены и дополнены Поуэллом (1928), Фольмером и Флудом (1934), Флудом (1934) и Беком (1941).

Чтобы установить границу конденсации на ионах и границу образования тумана, Поуэлл в качестве ионизирующего источника использовал γ -лучи. Он нашёл, что в камере, наполненной воздухом и парами воды, в присутствии γ -лучей образование капелек происходит при расширении 1,25 (пересыщение равно четырём). По удалении источника γ -лучей конденсация не наблюдается до тех пор, пока расширение не достигнет 1,37 (пересыщение равняется 8).

Для удаления естественных ионов сразу же после их возникновения, Флуд применил сильное электрическое поле. При наличии такого поля ионы отсутствуют, и конденсация происходит только на комплексах молекул пара, что соответствует границе образования сплошного тумана. С другой стороны, минимальное расширение, требуемое для образования капелек в отсутствии поля, когда ионы имеются,

Таблица VIII

Граница конденсации на ионах и граница образования тумана при различных концентрациях спирта в смеси вода — спирт

Содержание C_2H_5OH (в %)		Расширение		Содержание C_2H_5OH (в %)		Расширение	
по весу	по объёму	без поля (граница конденсации на ионах)	с полем (граница образования тумана)	по весу	по объёму	без поля (граница конденсации на ионах)	с полем (граница образования тумана)
00,0	00,0	1,251	1,276	58,3	63,0	1,101	1,113
9,3	11	1,155	1,174	67,8	73	1,105	1,114
24,9	30	1,115	1,130	73,4	77	1,100	1,112
44,2	49	1,110	1,112	83,9	87	1,114	1,128
50,4	57	1,098	1,107	90,0	92	1,119	1,132
52,8	59	1,103	1,114	96,0	96	1,142	1,158
				100,0	100	1,152	1,172

соответствует границе конденсации на ионах. Флуд изучал также изменение этих границ в зависимости от состава применяемой смеси жидкостей. Данные Флуда, характеризующие изменение границы образования тумана и границы конденсации на ионах в зависимости от процентного содержания спирта в смеси вода—спирт, приведены в таблице VIII.

Из приведённой таблицы видно, что при использовании одного спирта (концентрация 100 %) граница конденсации на ионах и граница образования тумана лежат ниже соответствующих границ, для чистой воды. Из таблицы также видно, что для определённой концентрации смеси воды и спирта эти границы имеют минимальное значение. Очевидно, что такая концентрация смеси является для работы камеры оптимальной, если при этом образуется минимальное количество тумана, создающего фон.

§ 6. Критическое пересыщение

Ранее мы уже видели (табл. IV), что, при одном и том же расширении, пары спирта дают меньшее пересыщение, чем пары воды. С другой стороны, результаты Флуда позволяют заключить, что, в сравнении с парами воды, у паров спирта граница конденсации на ионах и граница образования тумана лежат при меньших пересыщениях. Применяя смесь, состоящую из 70% спирта и 30% воды по объёму, эти границы можно снизить ещё более. Указанные факты могут быть объяснены тем, что положение границ конденсации на ионах и образования тумана в конечном итоге зависят от числа капелек, образующихся (при одном и том же пересыщении) в одном см^3 , которое для разных жидкостей может быть различным.

Число капелек, образующихся в одном см^3 , было вычислено Фольмером и Вебером (1926) и Фаркасом (1927), которые, следуя Томсону, принимали, что в насыщенных парах всегда имеется в равновесии определённое число зачаточных капелек (центров). Эти капельки находятся в состоянии возникновения и испарения, но они способны стать центрами конденсации.

Работа, затрачиваемая на создание зачаточной капельки радиуса r , определяется формулой $W = 4\pi r^2 \sigma / 3$, выведенной Гиббсом на основании термодинамических соображений. Здесь через σ , как и раньше, обозначено поверхностное натяжение.

Фольмер и Вебер также термодинамически нашли, что число зачаточных центров пропорционально выражению

$$Z = A e^{-4\pi r^2 \sigma / 3kT}, \quad (1,18)$$

где k — постоянная Больцмана. Входящая в это выражение величина A , как показано Фаркасом (1927), равна

$$A = \frac{2C}{F} a P_{\infty} \left(\frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2}.$$

где C — константа, $F = 4\pi r^2$, $a = N/(2\pi RTM)^{1/2}$, M — молекулярный вес жидкости, а P_∞ — давление насыщенного пара при температуре T . Таким образом, число капелек, образующихся в 1 см³, определяется формулой

$$Z = \frac{2C}{F} a P_\infty \left(\frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2} e^{-\frac{4\pi r^2 a}{3kT}}. \quad (1,19)$$

Чтобы получить представление о пересыщении, необходимым для получения хороших следов, введём понятие о критическом пересыщении S_c , которое мы определим как такое пересыщение, при котором число капелек, образующихся в одном см³, имеет порядок единицы. Тогда на основании уравнения (1,19) имеем

$$\frac{4\pi r^2 a}{3kT} = \ln \frac{2C}{F} a P_\infty \left(\frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2}, \quad (1,20)$$

и по формуле Томсона (1,10) критическое пересыщение равно

$$S_c = \frac{P_r}{P_\infty} = e^{\frac{2\sigma M}{rRT\rho}}$$

или

$$\ln S_c = \frac{\sigma}{T} \cdot \frac{M}{\rho} \cdot \frac{2}{Rr}. \quad (1,21)$$

Подставляя сюда значение $1/r$ из (1,20), получаем

$$\begin{aligned} \ln S_c &= \left(\frac{\sigma}{T} \right)^{1/2} \cdot \frac{M}{\rho} \cdot \frac{2}{R} \left(\frac{4\pi}{3k} \right)^{1/2} \cdot \left\{ \frac{1}{\ln \left[\frac{2C}{F} a P_\infty \left(\frac{\sigma}{kT} \right)^{1/2} \right]} \right\}^{1/2} \approx \\ &\approx D \left(\frac{\sigma}{T} \right)^{3/2} \cdot \frac{M}{\rho}, \end{aligned} \quad (1,22)$$

где D — постоянная, если пренебречь небольшим изменением логарифмического члена.

Для чистых жидкостей величина S_c может быть вычислена с помощью уравнения (1,21) и сопоставлена с экспериментом. Таблица IX, заимствованная из работы Фольмера и Флуда, показывает, что теоретические и экспериментальные данные находятся во вполне удовлетворительном согласии. Эмпирическая константа D была определена так, чтобы теоретические и экспериментальные данные для воды при температуре 264° абс. совпали.

Для использования в камере Вильсона идеальной была бы смесь, имеющая возможно более низкое критическое пересыщение, т. е. возможно меньший молекулярный объём, в сочетании с малым поверхностным натяжением. Как видно из таблицы IX, вода имеет малый молекулярный объём, но большое поверхностное натяжение, тогда как для алкоголей имеет место обратное. Смесь воды и спирта в надлежащей пропорции даёт возможность получить критическое пересыще-

ние более низким, чем для чистой жидкости. Такой смесью является смесь воды и этилового спирта.

Если в качестве конденсирующихся паров применяются пары двух жидкостей, образующиеся капельки содержат обе жидкости. Флуд

Т а б л и ц а IX
Экспериментальные и теоретические значения пересыщений
(по Фольмеру и Флуду)

Вещество	T	M	ρ	M/ρ	σ	S_c (теор.)	S_c (эксп.)
Вода	264	18	1,00	18,0	77,0	4,85	4,85
Этиловый спирт n-пропиловый алкоголь . . .	273	46	0,81	56,8	24,0	2,30	2,34
Изопропиловый алкоголь . . .	270	60	0,81	74,3	25,4	3,20	3,05
Метиловый ал- коголь	265	60	0,82	73,4	23,1	2,90	2,80
	270	32	0,81	39,5	24,8	1,84	3,20

показал, что и в этом случае критическое пересыщение S'_c можно определить выражением, аналогичным (I,21):

$$\ln S'_c = k(\sigma'/T)(M/\rho)', \quad (I,23)$$

где $(M/\rho)'$ относится теперь к молекулярному объёму смеси, а σ' — поверхностное натяжение капелек. Зная молярное содержание обеих жидкостей в капельке, можно с помощью приведённого выше уравнения вычислить величину S'_c и сравнить её со значением, найденным из опыта. Для смеси воды с этиловым спиртом Флуд получил хорошее согласие между вычисленным и полученным из опыта значениями S'_c . Критическое пересыщение достигает минимума, равного 1,68, для смеси, содержащей 60% спирта и 40% воды (по объёму).

Ряд других органических жидкостей, подходящих для использования в камере Вильсона, исследован Луффриджем, и Трублудом (1934).

В 1941 г. Бек выполнил серию опытов с целью экспериментального определения оптимального состава смеси, т. е. состава, дающего малое расширение, незначительный фон тумана и хорошие следы электронов в камере, наполненной воздухом при давлении порядка атмосферного. В этих опытах в камеру вводилось небольшое количество (около 5 см³) смеси воды и спирта в различных концентрациях. Определялось расширение, необходимое для получения следов вообще, следов наилучшего качества, и начала появления сплошного тумана. Наилучшими следами считались такие, в которых капельки имелись в значительном количестве и были хорошо развиты. При этом фон тумана должен был быть практически незаметным.

Бек установил, что смесь двух чистых алкоголей является непригодной. В сравнении со смесью вода — спирт она требует большего

расширения, но даёт менее чёткие следы и более сильный фон тумана. Результаты Бека, полученные им для различных концентраций смеси вода—спирт, воспроизведены на рис. 4. Его исследования показывают, что, когда в качестве неконденсирующегося газа используется воздух, условия для образования наилучших следов получаются при минимальном расширении, равном 1,125, и при смеси, состоящей из 65% этилового спирта и 35% воды. Ещё лучшие результаты получаются, если применять смесь, состоящую из 50% этилового или нормального

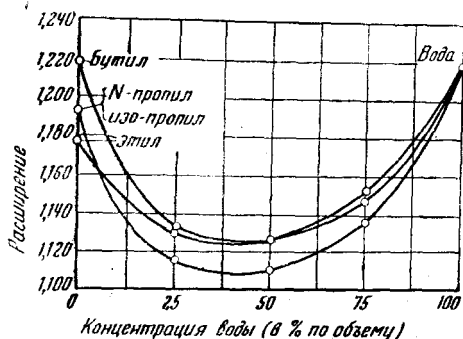


Рис. 4. Зависимость расширения, необходимого для получения хороших следов, от концентрации смеси воды и спирта.

На рис. 5, заимствованном из доклада Симпсона (1941), указаны размеры частиц, представляющих интерес для данного вопроса. На этом рисунке изображена логарифмическая шкала длин, на которой для сравнения отмечены положения таких хорошо известных точек, как точки, соответствующие границе видимости невооружённым глазом ($5 \cdot 10^{-3}$ см), пределу разрешающей силы микроскопа ($2 \cdot 10^{-5}$ см), а также область длин волн видимого света, простирающаяся от $4 \cdot 10^{-5}$ до $7 \cdot 10^{-5}$ см.

Величина частиц тумана и дождевых капелек, которая варьирует в довольно широких пределах, отмечена вертикальной линией или скобками, охватывающими всю область, в пределах которой может меняться диаметр. Стрелки, имеющиеся на вертикальной линии, означают, что величина диаметра частиц тумана может выходить из этих пределов. Указанные на рис. 5 пределы для размеров частиц тумана от $2 \cdot 10^{-8}$ до $4 \cdot 10^{-4}$ см относятся к частицам наиболее часто встречающихся размеров. Однако, наряду с ними, имеются частицы тумана меньших и больших диаметров, так что указанная выше область фактически простирается до размеров иона с одной стороны и размеров дождевых капелек — с другой. На правой стороне рисунка приведены две таблицы. В верхней из них указаны пересыщения, необходимые для того, чтобы происходила конденсация на центрах, имеющих раз-

пропилового алкоголя, 25% ацетона и 25% воды. В этом случае расширение равно 1,112. Наличие ацетона повышает контрастность следов по отношению к фону тумана.

§ 7. Рост капелек

В этом параграфе будет рассмотрен процесс (начинающийся с молекул или ионов) образования капелек тумана или дождя и их дальнейшего роста до величины, видимой невооружённым глазом.

меры, указанные в той же строке. В нижней таблице дана скорость падения капелек разного размера, вычисленная по закону Стокса.

Частицы, представляющие наибольший интерес, имеют следующие размеры:

Молекулы	10^{-8} см,
Малые ионы	10^{-7} »,
Ионы средней величины	10^{-6} »,
Наиболее крупные ионы	10^{-5} »,
Частицы тумана	10^{-4} — 10^{-3} см,
Капельки дождя	10^{-2} — 10^{-1} ».

Согласно взглядам Дж. Дж. Томсона, изложенным в предшествующих параграфах, в пространстве, насыщенном парами, всегда содержатся капельки воды радиуса $5,2 \cdot 10^{-8}$ см или меньше, которые возникают и снова быстро испаряются. Первоначальный физический процесс, приводящий к возникновению этих капелек, ещё не совсем ясен. Радиус молекулы воды, найденный из измерения вязкости, имеет величину $2 \cdot 10^{-8}$ см. Капелька воды предполагаемых Томсоном размеров требует соединения (коалесценции) около 10^4 молекул. Это число может быть сопоставлено с числом столкновений, испытываемых одной молекулой, равным (при нормальном давлении и температуре) приблизительно $7,1 \cdot 10^7$ в сек. Имея в виду, что тепловая скорость молекулы воды при нормальных условиях составляет $6,15 \cdot 10^4$ см/сек, трудно представить процесс, посредством которого такое большое число молекул ассоциировалось бы вместе в результате неупругих соударений. Сверх того, при столь малых радиусах давление паров должно значительно превышать давление насыщенного пара.

		Размеры капелек (диаметр в см)	Пересыщение для конденсации
Молекулы (H_2O)	$1,5 \cdot 10^{-8}$	10^{-8} см	
Молекулы (2 атомы)	$3 \cdot 10^{-8}$		
Малые ионы	$3 \cdot 10^{-7}$	10^{-7} см	
		10^{-6} см	$8 \cdot 10^{-7}$ 30%
			$2,5 \cdot 10^{-6}$ 10%
Средняя длина пути при нормальн. усл.	$8,5 \cdot 10^{-6}$	10^{-5} см	$8 \cdot 10^{-8}$ 3%
Предел разрежающей способности микроскопа	$2 \cdot 10^{-5}$		$2,5 \cdot 10^{-5}$ 1%
Длины волн видимого света	$4 \cdot 10^{-5}$ $7 \cdot 10^{-5}$	10^{-4} см	Скорость падения см/сек $1,3 \cdot 10^{-2}$
	$4 \cdot 10^{-6}$		$6 \cdot 10^{-4}$ $1,1 \cdot 10^{-3}$
Облачные частички	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-2} см	$2 \cdot 10^{-3}$ 1,3
Предел видимости невооруженным глазом	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-2} см	$6 \cdot 10^{-3}$ 14
	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-2} см	$2 \cdot 10^{-2}$ 78
Капли дождя		10^{-1} см	$5 \cdot 10^{-2}$ 260
			$2 \cdot 10^{-1}$ 500
	$1 \cdot 10^0$	10^0 см	$5 \cdot 10^{-1}$ 800

Рис. 5. Относительные размеры молекул, ионов, частиц тумана и капелек дождя.

Однако, каков бы ни был процесс образования зародышевых капелек ($r \approx 5,2 \cdot 10^{-8}$ см), они могут служить центрами для дальнейшей конденсации, если только величина пересыщения более четырех.

Как уже ранее отмечалось, в этой области равновесное давление паров вблизи капельки уменьшается с увеличением её размера, вследствие чего пары из окружающего пространства диффундируют к поверхности капельки. Рост капелек может быть вычислен с помощью уравнения диффузии

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 D \frac{d\rho}{dr}, \quad (1,24)$$

где D — коэффициент диффузии, а $d\rho/dr$ — градиент плотности на расстоянии r от центра капельки. Вместо $d\rho/dr$ можно взять приближённое значение $(\rho_D - \rho_2)/r_0$, предполагая, что плотность изменяется от плотности жидкости ρ_D в центре капельки до плотности ρ_2 насыщенного пара на её поверхности. При этом предположении, имея в виду, что $m = (4/3)\pi r_0^3 \rho$, уравнение (1,24) может быть переписано в такой форме:

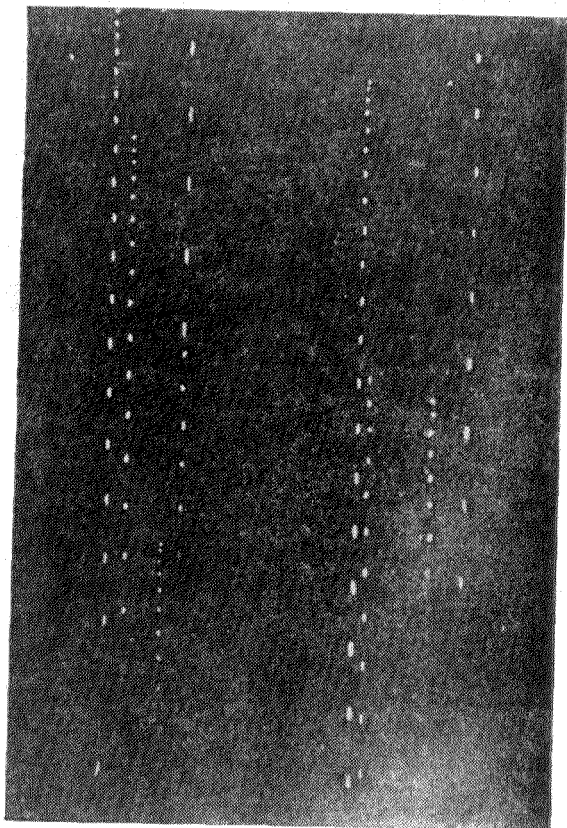
$$\frac{dr_0^2}{dt} = \frac{2D}{\rho} (\rho_D - \rho_2). \quad (1,25)$$

Рис. 6. Рост капелек. Фотография капелек, падающих в атмосфере гелия и паров 95-процентного спирта, снятая при прерывистом (30 раз в секунду) освещении. [Хазен, Rev. Sci. Instr. 13, 247 (1942).]

С уравнением (1,24) тесно связано уравнение скрытой теплоты

$$\lambda \frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 K \frac{dT}{dr}, \quad (1,25)$$

где λ — скрытая теплота, K — теплопроводность, а dT/dr — температурный градиент. Как и в предыдущем случае, здесь можно принять,



что температура меняется от T_D в центре до T_2 на поверхности капли. T_2 является, таким образом, температурой пространства. Тогда уравнением, соответствующим (1,25), будет

$$\frac{dr_0^2}{dt} = \frac{2K}{\rho\lambda} (T_D - T_2). \quad (1,27)$$

С помощью уравнений, приведённых в первом параграфе этой главы, и уравнений (1,25) и (1,27) можно получить выражение для скорости роста капелек через уже известные величины. Сделав это, можно показать, что r_0^2 меняется со временем приблизительно линейно. Этот результат, повидимому, подтверждается опытами Хазена, к описанию которых мы переходим.

Величину капелек, образующихся в камере Вильсона, можно определить или с помощью закона Стокса (Броде, 1939), или же непосредственно, фотографическим методом. Второй из этих способов менее надёжен вследствие того, что освещение, качество эмульсии и дифракционные явления, вызываемые линзами, сказываются на характере изображения капельки.

Хазен определял скорость роста капелек, фотографируя их во время падения при периодическом освещении. Типичный снимок приведён на рис. 6. Принимая во внимание, что увеличение связано линейно с расстоянием, измеряемым на плёнке, он определил истинную величину r_0^2 для различных интервалов времени и нашёл, что её изменение во времени происходит линейно. Для азота при расширении в 1,15 величина dr_0^2/dt составляет $5 \cdot 10^{-6}$ см²/сек. Этот результат со-

Т а б л и ц а X
Температура капелек в парах 95⁰/₀-го спирта.
Полное давление 1,1—1,2 ат

Газ	N ₂	H ₂	He
Расширение	1,16	1,15	1,10
$T_D - T_2$ (1,27)	10	4	4
$T_1 - T_2$ (адиабат.) . .	15,5	15	15

гласуется с расчётными данными. Однако в случае водорода вычисленные значения dr_0^2/dt и значения этой величины, полученные из опыта, не согласуются между собою.

По измеренному значению dr_0^2/dt , пользуясь формулой (1,27), можно вычислить температуру капельки. В таблице X, составленной Хазеном, найденные этим путём значения $T_D - T_2$ сопоставляются с адиабатическим понижением температуры $T_1 - T_2$.

Из приведённой таблицы видно, что температура капельки всегда несколько выше температуры окружающего газа. Наибольшая разность температур наблюдается у азота.

II. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

§ 1. Ранние конструкции камеры Вильсона

Конструкция первой камеры Ч. Т. Р. Вильсона (рис. 7) детально описана во многих руководствах. В этой главе мы рассмотрим, поэтому, только различные видоизменения этого прибора, появившиеся после

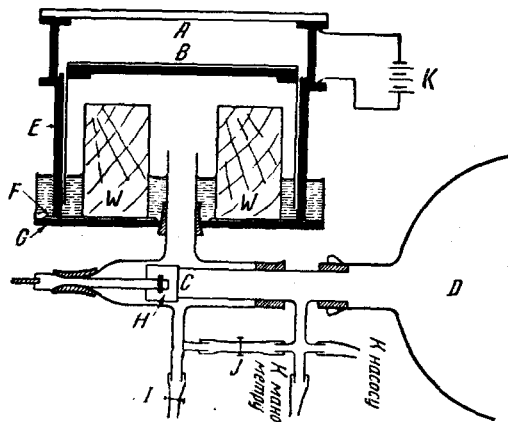


Рис. 7. Камера Вильсона первоначальной конструкции:

- AB* — замкнутая камера цилиндрической формы.
- B* — подвижный поршень, скользящий внутри цилиндра.
- F* — резиновая прокладка, укрепленная на латунном диске, останавливающая движение поршня *B* при расширении.
- D* — откачиваемый сосуд, соединяющийся с объемом под *B* посредством крана *C*.
- WW* — деревянный вкладыш, используемый для уменьшения объема под *B*.
- I* — зажим, соединяющий нижний объем камеры с атмосферой. При его открывании поршень *B* поднимается в первоначальное положение.
- J* — зажим, с помощью которого регулируется начальное положение поршня и тем самым подбирается величина расширения.
- K* — батарея, от которой на камеру подается напряжение для удаления ионов, имеющихся в ней перед расширением.

первой оригинальной работы Вильсона и имеющие целью приспособить камеру для изучения специальных типов явлений.

Одним из недостатков камеры Вильсона, в её первоначальной форме, является относительно большая затрата времени на получение одного снимка. Весьма малая вероятность ядерных процессов приводит к тому, что для получения снимка изучаемого явления часто приходится делать значительное число расширений. Блеккетт, например, указывает (1925), что из полученных им 10^6 фотографий следов α -частиц в азоте, процесс захвата этой частицы ядром азота и испускания протона наблюдался только в 20 случаях. Очевидно, что для фотографирования столь редких явлений требуется устройство, которое позволяло бы значитель-

но уменьшить промежуток времени между повторными расширениями. Наиболее ранняя конструкция камеры подобного типа принадлежит Шимизу (1921). В этой конструкции движение поршня камеры происходит непрерывно, производя последовательные сжатия и расширения.

Шимизу разработал также и метод одновременного получения двух изображений следов посредством фотографирования с различных направлений, составляющих между собой угол в 90° . Последующие авторы, в том числе Блеккетт, Харкинс и Райенс и Оже и Перрэн, применили метод Шимизу к изучению сложной проблемы столкновений, происходящих при прохождении α - и β -частиц.

Блеккетт показал, что хотя камера Шимизу очень эффективна для непрерывного фотографирования следов α -частиц, однако получаемые следы не имеют той чёткости, как в камере Вильсона в её первоначальном виде. Для получения резких следов необходимо, чтобы расширение происходило очень быстро, что как раз является характерным для первой камеры Вильсона.

Чтобы соединить это преимущество первоначальной конструкции камеры с возможностью более частого получения снимков, Блеккетт (1927) несколько видоизменил устройство Шимизу. В этом варианте камеры Шимизу резкость расширения достигается скачкообразным движением поршня под действием пружины. В 1927 и 1929 гг. Блеккеттом были сделаны и другие усовершенствования механизма управления камерой, что позволило ему ежедневно получать по 1270 фотографий, на каждой из которых регистрировалось до 20 следов α -частиц [Блеккетт и Ли (1931, 1932)].

Существенная особенность всех камер, применявшихся до 1933 г., состоит в том, что заданное расширение производится в них резким движением поршня, образующего дно камеры. Остановка происходит при соприкосновении поршня с основанием камеры, так что по окончании расширения объём камеры остаётся постоянным, а давление в ней несколько увеличивается вследствие повышения температуры (см. III, § 5). Во всех этих камерах необходимость применения воды или масла для создания уплотнений допускает их использование только в горизонтальном положении.

Вильсон (1933) впервые ввёл существенное изменение в метод производства расширения. В предложенной им конструкции, камера имеет неподвижное дно, образуемое натянутой проволочной сеткой. Ниже сетки располагается резиновая диафрагма, под которую подаётся сжатый воздух. Расширение производится выпуском воздуха из-под диафрагмы в атмосферу или в большой сосуд, конечное давление в котором может регулироваться по желанию. Вследствие понижения давления под диафрагмой последняя опускается, производя тем самым расширение рабочего объёма камеры.

Камера с диафрагмой конструктивно проще и может быть использована как в горизонтальном, так и в вертикальном положении. Кроме того, в камере этого типа повышение температуры рабочего объёма,

происходящее вследствие конденсации и нагревания от стенок, происходит не так быстро, как в камерах прежнего типа. Упругость диафрагмы препятствует скачкообразным изменениям давления, поэтому состояние необходимого пересыщения сохраняется после расширения в продолжение большего промежутка времени. Почти все изготавливаемые в настоящее время камеры относятся к этому типу.

Остановимся очень коротко на других модификациях камеры, предложенных разными авторами с целью устранения некоторых специфических трудностей. Вследствие наличия весьма мелких отверстий камера после нескольких дней работы обычно требует регулировки величины расширения. Для устранения этого недостатка Даль, Хафстад и Тюв (1933) сконструировали герметическую камеру, применив для этой цели сильфоны. В их конструкции сильфоны являются частью камеры и могут быть сжаты или растянуты механическим способом или при помощи сжатого газа. Варианты камеры такого типа разработаны Демпстером (1934), Брубекером и Боннером (1935) и Креном (1937), причём применялись они в основном для исследования ядерных расщеплений. Опыт показывает, что в этих камерах образуется меньше вихрей, чем в первоначальных поршневых камерах или позднейших камерах с резиновой диафрагмой.

В 1935 году Ч. Т. Р. Вильсон и Дж. Г. Вильсон предложили другую, крайне интересную, конструкцию камеры, в которой расширение происходит в радиальном направлении. В этой конструкции расширение осуществляется за счёт резкого понижения давления в окружающем камеру кольцевом пространстве, сообщающемся с объёмом самой камеры посредством имеющихся в её цилиндрической части щелей подходящей величины и формы. Понижение давления в кольцевом пространстве производится или путём соединения его с окружающей атмосферой, или при помощи устройства с резиновой диафрагмой. Камера с радиальным расширением допускает освещение со стороны дна (которое в этом случае должно быть изготовлено из плоского стекла), что значительно облегчает проблему освещения (см. III, § 1). Она позволяет также помещать вблизи её оси источники или мишени без существенного нарушения режима её работы. Преимущества камеры с радиальным расширением были рассмотрены также Треем (1938).

Одновременно Ч. Т. Р. Вильсон и Дж. Г. Вильсон разработали (1935) методику работы с так называемой «падающей камерой», состоящую в том, что камера и жёстко связанный с ней фотоаппарат сразу же после расширения начинают свободное падение, во время которого производятся все последующие операции — освещение, фотографирование и т. д. Преимуществом камеры падающего типа является то, что она устраняет искажающее действие силы тяжести, поскольку в ней не происходит перемещения капелек относительно газа, а влияние конвекции минимально. Промежуток времени между моментом расширения и фотографированием может быть

увеличен без риска, что следы могут быть искажены вследствие падения капелек. Кроме того, можно увеличить экспозицию, применяя источники света, позволяющие производить освещение желаемой длительности. В отношении этой камеры следует заметить, что вследствие механических трудностей она не нашла применения.

Лочером описана (1933) прямоугольная камера, с которой он производил фотографирование ливней космических лучей. Эта камера получила ограниченное распространение из-за того, что искажения, вызываемые завихрениями, проявляются в ней сильнее, чем в камере цилиндрической формы.

Из других модификаций камеры Вильсона следует упомянуть о камере, непрерывно сохраняющей состояние чувствительности. Одна из попыток разработки такой камеры была сделана Лангсдорфом (1939), который использовал диффузию нагретых насыщенных паров через неконденсирующийся газ в пространство, поддерживаемое при низкой температуре. Диффузия происходила в вертикальном направлении между нагреваемой крышкой и охлаждаемым дном, причём пары поступали от жидкости, находящейся в стеклянном сосуде, обогреваемом сверху. Однако получение чётких следов с помощью такой камеры встречается с большими трудностями. Другой способ осуществления состояния непрерывного пересыщения, предложенный Фолратом (1936), основан на встречной диффузии паров соляной кислоты и паров воды. Трей (1940) пытался решить эту же задачу посредством охлаждения паров через теплопроводность. Наконец, Бринкманом описана камера, дающая несколько расширений в секунду.

Конструкции портативных камер, обладающих малым весом, описаны Лочером (1933), Ливингстоном (1936), Бауером (1936), Ратенау (1938), Хильшем (1939), Томасом и Рамсеем (1939), Кунце (1941) и Герцогом (1941). Камеры Вильсона для демонстрационных целей описаны Герцогом (1937), Хильшем (1939), Ливингстоном (1936) и Ратенау (1938).

§ 2. Камера, управляемая счётчиками

При изучении ядерных явлений, когда могут быть использованы сильные источники, получение на каждом снимке многих следов α - или β -частиц не представляет труда. При изучении же редких явлений, например процессов, вызываемых космическими лучами, применение камеры, расширения которой производятся наугад, является невыгодным. Поток космических частиц, падающих на камеру, ничтожен, и поэтому на многих из снимков следов вообще не окажется.

Блеккетт и Оккиалини (1933) и почти одновременно Андерсон (1933) разработали метод управления расширением камеры с помощью счётчиков. У камеры, управляемой счётчиками, расширения производятся не наугад, а происходят только тогда, когда космическая частица проходит через два счётчика, один из которых помещён над камерой, а второй под ней. Прохождение частицы через оба счёт-

Камера готова к расширению. Как только на сетку тиратрона попадает импульс от схемы совпадений, тиратрон зажигается, и кран V_1 открывается. Происходит расширение и одновременно вспышка света. Так как затвор объектива всё время открыт — происходит фотографирование. Как только произошло расширение, S_3 включает мотор и кулачковый механизм (K_1, K_2 и K_3) приводит камеру в готовность для следующего расширения. Передвижение плёнки осуществляется автоматически посредством механической связи с валиком J . Пуск и остановка компрессора производятся также автоматически, как только давление воздуха в расходном резервуаре становится выше или ниже определённых границ, устанавливаемых по желанию.

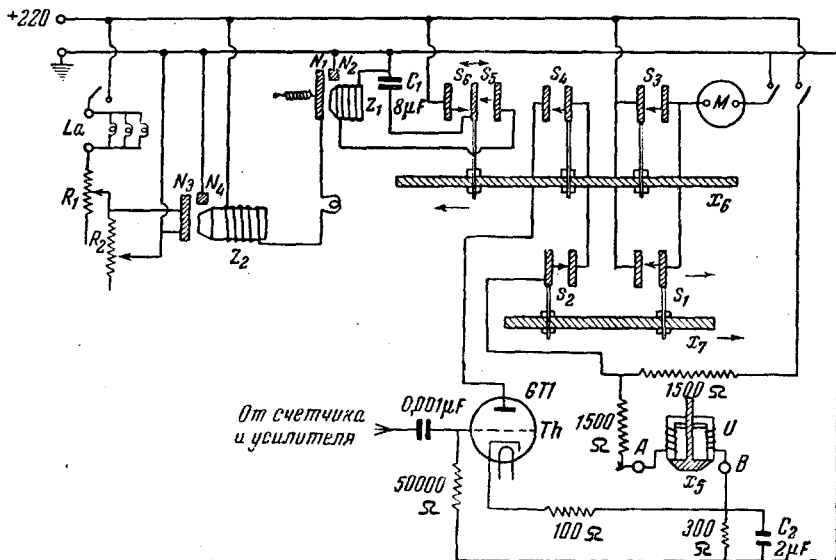


Рис. 9. Электрическая схема управления камерой, контролируемой счётчиками.

в положение X'_6 стержню X_6 сообщается продольное движение. При движении X_6 контакты у S_3 и S_5 замыкаются, а у S_4 и S_6 размыкаются.

S_6 — ключ, замыкающий цепь C_1Z_1 . Вследствие разряда конденсатора C_1 реле Z_1 срабатывает и в свою очередь замыкает цепь $N_2N_1Z_2$, закорачивающую сопротивление R_2 , благодаря чему на лампы L_a подается полное напряжение. Длительность освещения определяется временем разряда конденсатора C_1 через индуктивную нагрузку Z_1 .

R_1 и R_2 — сопротивления, регулирующие ток через лампы ($R_1 \ll R_2$).
 S_3 — контакты для включения мотора M , который вращает валик J с имеющимися на нём кулачками K_1 , K_2 и K_3 .

K_2 — кулачок, возвращающий кран V_1 и якорь магнита U в первоначальное положение. В тот момент, когда при повороте кулачка точка 2 становится против 1 , плечу X_3 передается (через H_2 , X_1 и X_2) толчок, возвращающий X_2 в прежнее положение относительно M_2 . Кран закрывается и удерживается в этом положении магнитом U . Одновременно рычаг X_4 оттягивает стержень X_6 налево, замыкая контакты S_4 (тиратрон) и S_6 (зарядка конденсатора).

K_1 — кулачок. При вращении валика JK сперва приходит в положение 2 и начинает впускать воздух через V_2 и O_2 . Когда K_1 в положении 3, воздух выходит через O_2 . Происходит вспомогательное расширение, удаляющее оставшиеся ионы, чтобы очистить камеру перед основным расширением. Когда K — в положении 4, снова впускается воздух; в положении 5 — V_2 полностью открыт на компрессорную установку. Наконец, когда K занимает положение 1, сообщение между компрессором и камерой прерывается.

K_3 — кулачок со штоком M_2 , который в тот момент, когда K_1 и K_2 находятся в положениях 1, нажимает на X , и производит разрыв контактов в S_1 (мотор) и соединение в S_2 (анод тиратрона).

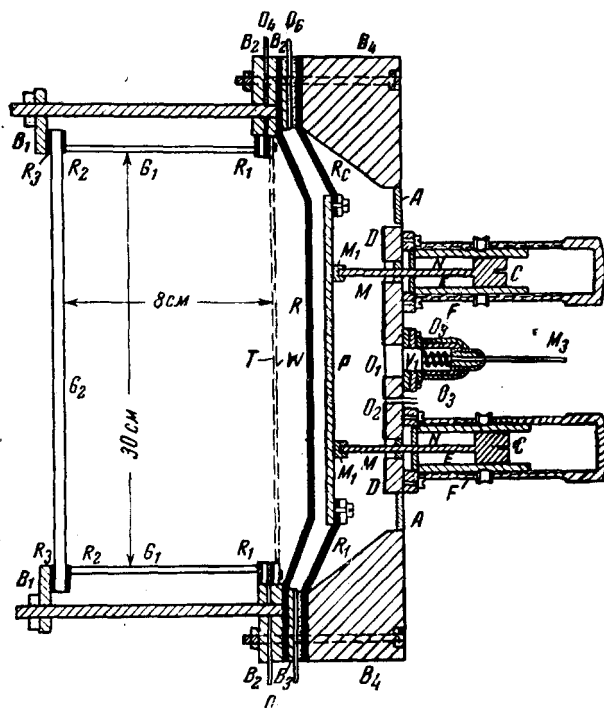


Рис. 10. Вертикальное сечение камеры через ось цилиндра:

- G_1 — стеклянный цилиндр.
 G_2 — толстая стеклянная пластинка, прикрывающая цилиндр, через которую производится фотографирование.
 R_1, R_2, R_3 — резиновые уплотнения.
 R — резиновая диафрагма, при движении которой происходит сжатие и расширение камеры объема.
 W — проволоочная сетка, используемая для уменьшения завихрений.
 T — чёрный бархат, смоченный спиртом. Создает чёрный фон и уменьшает завихрения.
 P — латунный диск, укрепленный с помощью резинового кольца и используемый в качестве поршня.
 M_1 — шток, винченный в пластину P . При движении поршня он скользит в трубе E .
 N — стопорное устройство, жёстко соединённое с трубой E и задающее максимальное передвижение головки C при сжатии.
 E — латунная труба с наружной резьбой. Винчивая или вывинчивая её по трубе F , можно менять её положение и регулировать этим величину расширения.
 O_2 — отверстие для впуска воздуха под поршень. Посредством крана V_2 , показанного на рис. 10, через это отверстие подаётся сжатый воздух.
 O_1 — отверстие для выпуска воздуха при расширении. В самом верхнем положении крана оно закрыто.
 V_1 — расширительный кран. При отскакивании этого крана воздух выходит через отверстия O_1 и O_2 .
 O_4 — отверстие для впуска смеси вода — спирт. При работе камеры оно закрыто.
 O_5 — отверстие для наполнения газом рабочего объема камеры. При работе оно также закрыто.
 O_6 — отверстие в латунной детали B , соединяющее пространство между резиновой диафрагмой и поршнем с атмосферой. Оно облегчает прямое и обратное движение поршня.

чика вызывает срабатывание ряда реле, в результате чего происходят расширение и фотографирование. Полный процесс получения одного снимка протекает в такой последовательности:

1) прохождение ионизирующей частицы через верхний счётчик, камеру и нижний счётчик,

2) расширение камеры,

3) включение света и освещение капелек,

4) экспозиция, длящаяся до момента, пока размеры капелек не станут достаточно большими, и

5) приведение камеры в готовность для следующего расширения.

Перечисленные операции имеют место всякий раз, когда в счётчиках происходит совпадающий разряд. Блеккетт и Оккиалини указывают, что 80% фотографий, полученных этим методом, содержат следы космических частиц, причём на большей их части регистрируются ливни, состоящие из многих частиц.

Действие различных механизмов этой камеры ясно из схем, приведённых на рис. 8, 9 и 10.

Различные типы ламповых схем для контроля действия камеры, а также для установления желательной последовательности срабатывания отдельных её механизмов были описаны Ричардсоном (1938), Беренденгтом и Сизу (1939), Геттингом (1939), Стритом и Стивенсоном (1936) и Джонсом (1937).

§ 3. Неуправляемая камера с повышенным временем чувствительности

Камера Вильсона, управляемая счётчиками, значительно сокращает расход плёнки и особенно времени, затрачиваемого на проведение исследования. Однако, как отмечалось выше, эта камера разработана, главным образом, для решения определённых узких задач, связанных с изучением космических лучей, и поэтому ей присущи некоторые недостатки.

Во-первых, управляемая камера обладает некоторой избирательностью, вследствие чего получаемые с ней результаты не отображают истинной относительной частоты появления частиц различных видов и различной энергии. В частности, она регистрирует повышенное, в сравнении с истинным статистическим распределением, число ливневых частиц и наоборот, заниженное число частиц малой энергии. Вторым недостатком связан с получением магнитного поля для измерения энергии регистрируемых частиц. Управляемая камера требует применения либо постоянного магнита, и тогда нельзя получить достаточно сильного магнитного поля, либо электромагнита. В последнем случае магнит должен быть всё время включён, что, помимо значительного повышения расхода энергии, создаёт большие трудности, связанные с регулированием температуры камеры.

Очевидно, что выход из положения заключается в разработке такой камеры, которая, работая автоматически, обеспечила бы воз-

возможность получения нескольких следов при каждом, наугад сделанном расширении. Такая камера давала бы истинную картину статистического распределения, а магнитное поле могло бы включиться за одну-две секунды до расширения и выключаться по его окончании.

В 1935 г. Берден показал, что число следов, регистрируемых за одно расширение, может быть повышено за счёт увеличения времени чувствительности камеры (см. III, § 5). Берден работал с камерой сильфонного типа, действующей сжатым воздухом и имеющей размеры 20 см в диаметре и 4 см в глубину. Искусственно замедляя расширение камеры (соответствующим изменением отверстия крана), он увеличил время чувствительности камеры до двух секунд, благодаря чему мог получать в среднем по четыре следа космических частиц на каждой фотографии. Принципиально сходная конструкция была предложена также Фришем (1935). В камере Бердена дном служит поверхность жидкости, поэтому она может работать только в горизонтальном положении и, следовательно, не приспособлена для исследования космических лучей. Следует также отметить, что в камере с повышенным временем чувствительности следы получаются более размытыми.

Контрольные механизмы неуправляемой камеры аналогичны соответствующим механизмам камеры, управляемой счётчиками. Электромагнит, управляющий краном камеры, включается через определённые интервалы времени посредством часового механизма. К этому времени магнитное поле, применяемое для отклонения частиц, которое включается на несколько секунд раньше, успевает установиться. По окончании расширения оно выключается, и камера приводится в первоначальное положение.

Вильямс (1939, а) показал, что время чувствительности камеры может быть повышено путём увеличения её глубины. Сконструированная им камера (с резиновой диафрагмой) имеет глубину 30 см при диаметре в 30 см и соединена с катушкой типа Гельмгольца, создающей магнитное поле в 2200 эрстед. Эта камера даёт по 2—3 следа на каждом снимке и может быть использована как в горизонтальном, так и в вертикальном положении. По сравнению с камерой Бердена она имеет ещё то преимущество, что вследствие большей глубины допускает применение метода косо́го освещения (см. III, § 1). Позднее Вильямс и Робертс (1940) изготовили камеру ещё больших размеров — 60 см диаметром и 50 см глубиной, с помощью которой им удалось сфотографировать распад мезотрона. Большое время чувствительности и значительный объём делают эту камеру весьма чувствительным детектором радиоактивных излучений. Для этих целей она была применена Уолком, Вильямсом и Эвансом (1939).

Из других камер указанного типа следует упомянуть о камере Мейер-Лейбница (1939), у которой время чувствительности достигало одной секунды, глубокой камере Хазена (1942) с временем чувствительности около 0,5 сек. и большой камере Герцога (1935).

Существенно отметить, что продуктивность работы камеры (число следов на одно расширение) прямо связана с её геометрическими размерами и величиной времени чувствительности. Среднее число следов космических частиц, регистрируемых на одном снимке, равно jdx_t , где j — число космических частиц, падающих на см^2 в секунду, d — диаметр фотографируемого объёма, x — глубина фокуса используемого объектива и t_s — время чувствительности камеры. В камере Вильямса $d \cong 24 \text{ см}$, $x \cong 5 \text{ см}$, и $t_s \cong 0,4 \text{ сек}$. Так как $j \cong 0,03$, то среднее число следов, регистрируемых на одной фотографии, составляет примерно 1,5.

§ 4. Камеры пониженного и повышенного давления

В некоторых случаях, например, при фотографировании следов продуктов деления, используются камеры с пониженным давлением в рабочем объёме. К камерам этого рода предъявляются большие требования в отношении их герметичности. Нижний объём такой камеры присоединяется к сосуду, имеющему давление, несколько большее, чем в рабочем объёме. Расширение производится посредством соединения нижнего объёма с эвакуированным сосудом. Подобная камера, работающая при различных давлениях, описана Жолио (1934). Камеры пониженного давления играют существенную роль при изучении продуктов деления и других частиц, обладающих малым пробегом — порядка нескольких миллиметров воздуха при нормальных условиях.

В последнее время сделан ещё один крупный шаг в развитии метода камеры Вильсона, а именно построена камера, работающая при сверхвысоких давлениях. Обычный способ изучения взаимодействия частиц высокой энергии (космические лучи) с веществом состоит в наблюдении вторичного излучения, выходящего из слоя плотного вещества, после того, как изучаемый процесс произошёл где-то в глубине этого слоя. Так как вероятность изучаемых процессов обычно очень мала, для получения сколь-нибудь ощутимых результатов приходится брать значительные толщи материалов. Недостаток этого способа заключается в том, что мы наблюдаем вторичные или третичные частицы, образовавшиеся в толще материала, а не собственно первичный процесс, о котором этот метод не даёт полного представления. Явление может быть интерпретировано полностью только в том случае, если оно происходит в газе камеры, когда имеется возможность измерить углы и энергии с необходимой точностью.

К сожалению, вследствие низкой поглощающей способности газа вероятность наблюдения подобных событий крайне мала. Одним из таких редких событий, представляющим особый интерес, является распад мезотрона в конце его пробега. Веские доказательства существования этого процесса были получены благодаря только двум или трём фотографиям, снятым с помощью камеры Вильсона. Другим, также редким событием являются взрывные ливни типа Гайзенберга.

Для исследования этих явлений необходимо повысить вероятность их наблюдения в газе камеры, что можно осуществить либо увеличением объема камеры, либо повышением давления. В последнем случае повышение вероятности наблюдения происходит вследствие увеличения числа актов взаимодействия на единице пути частицы. Так как увеличение геометрических размеров камеры создаёт трудности, связанные с фотографированием, удовлетворительное разрешение этой проблемы может быть получено путём увеличения давления. Камера высокого давления приобретает особый интерес и для целей исследования ядерных процессов, вызываемых искусственно ускоренными частицами, в связи с тем, что совершенствование циклотронов и бетатронов позволяет получать эти частицы со всё большей и большей энергией.

Первая камера высокого давления, предназначенная для измерения энергии нейтронов, была построена Мотт-Смисом (1934). Она состоит из двух объемов, разделённых резиновой диафрагмой. Верхний из них является рабочим, а нижний соединён с устройством для расширения. Корпус камеры изготовлен из прочного латунного кольца с предусмотренным в нём толстым стеклянным окошком для освещения. Верхняя крышка сделана из кварцевой пластины толщиной в 2,5 см, способной выдержать давление до 50 ат. Работа с этой камерой производилась при 15 ат. Брубекер и Боннер разработали (1935) камеру (сильфонного типа), работающую при давлении 25 ат, которая действовала полностью автоматически. Кипфер (1935) сконструировал двухсантиметровую камеру, в которой давление могло быть доведено до 100 ат. Вильямс и Эванс (1940) также построили камеру, работающую при 80 ат. Их камера имела глубину 16 см при диаметре 20 см и наполнялась аргоном.

В последнее время Джонсон, Бенедетти и Шатт построили камеру (диаметр 30 см, глубина 9 см) новой конструкции, рассчитанную на работу при 200, а возможно и при 300 ат (рис. 11). Стеклянный цилиндр этой камеры имеет толщину 6 мм, а передняя крышка, одинакового с цилиндром диаметра, — 9 мм. В камере этой конструкции высокое давление создаётся в литом стальном сосуде, наполненном прозрачным маслом. Собственно камера помещена внутри этого сосуда, так, что её стенки не испытывают большой разности давлений.

Форма стального сосуда позволяет использовать его в качестве ядра электромагнита, способного создать внутри камеры сильное магнитное поле. Объем имеющегося пространства допускает размещение в нём до одной тонны медного провода, что даёт возможность получить поле порядка 10 000 эрстед без серьёзного прогрева камеры.

Дно камеры образовано подвижным диском, который присоединён к цилиндрическим стенкам камеры посредством диафрагмы из синтетической резины. Расширение производится выпуском из сосуда определённого количества масла через кран высокого давления, управляемый сжатым воздухом низкого давления ($\sim 3 \text{ кг/см}^2$), действующим на большую поверхность (диаметр 13 дм) алюминиевого поршня.

Наполняется камера аргоном, насыщенным смесью паров воды и изопропилового алкоголя. С увеличением давления величина расширения, необходимого для получения хороших следов, уменьшается, поэтому в камере высокого давления образуется меньше вихрей. Величина расширения, равная при атмосферном давлении 1,07—1,08 (для применяемой смеси паров), при 110 ат снижается до 1,04 (см. I, § 16). Максимальное увеличение объема этой камеры составляет около 20% от начального. Освещается она параллельным пучком от капиллярной дуги, помещенной внутри стального сосуда в фокусе цилиндрического параболического

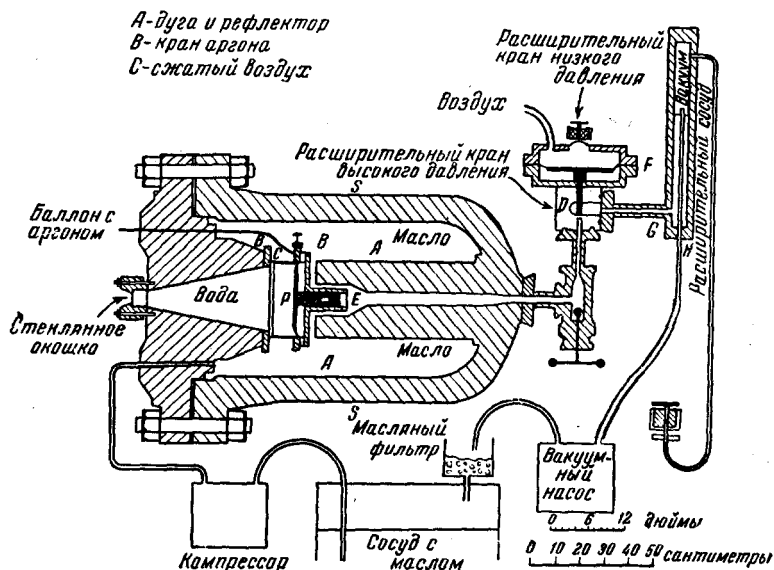


Рис. 11. Схематический чертёж камеры высокого давления Джонсона, Шатта и Бенедетти (Rev. Sci. Instz. 14, 265 (1943)).

ского рефлектора. Фотографирование производится через окошко небольшого диаметра, сделанное из стекла пятисантиметровой толщины, чтобы противостоять полному давлению. Вследствие большей плотности ионизации, требования к освещению камеры высокого давления несколько ниже, чем у обычных камер, работающих при атмосферном давлении. Однако отмеченное преимущество камеры высокого давления нейтрализуется поглощением света в масле.

Основное преимущество описанной камеры в сравнении с камерой Блеккетта состоит в том, что за данное время она позволяет наблюдать большую длину следов космических лучей. При 200 атмосферах эффективная длина следа, проходящего по диаметру камеры, эквивалентна 60 метрам пути в аргоне при нормальных условиях. Камера высокого давления может, таким образом, зарегистрировать полную «историю» частицы на протяжении столь длинного пути. Благодаря

более длительному периоду, в течение которого в камере сохраняется состояние пересыщения, её время чувствительности (см. III, § 5), оцениваемое по хорошим следам, почти в 10 раз больше, чем у камер обычного типа.

Недостатком камеры высокого давления является необходимость сравнительно длительной (порядка 15 мин.) паузы между расширениями. Эта выдержка нужна для рассеяния тепла, выделяемого при сжатии газа в рабочем объеме камеры.

III. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА КАЧЕСТВО СЛЕДОВ

§ 1. Освещение

В практике часто случается, что следы, хорошо видимые глазом, на фотографии, тем не менее, не получаются. Причинами этого могут быть:

а) недостаточное освещение, б) неправильный выбор увеличения или в) малая глубина фокуса объектива фотоаппарата.

Рассмотрим объект, имеющий площадь S , расположенный нормально к оси объектива на расстоянии u от его оптического центра. Если a — диаметр применяемой диафрагмы, то полный световой поток источника, проходящий через объектив, приближенно равен $(I/S/a^2) \cdot (\pi a^2/4)$, где I — величина, пропорциональная яркости рассматриваемого объекта. Обозначая через S' площадь объекта в плоскости изображения и пренебрегая потерями на отражение и рассеяние в объективе, можно для освещенности в плоскости изображения написать следующее выражение:

$$I_{S'} = \frac{I}{u^2} \cdot \frac{S}{S'} \frac{\pi a^2}{4} \quad (\text{III, 1})$$

или, вводя фактор $m = v/u = (S'/S)^{1/2}$, характеризующий линейное увеличение,

$$I_{S'} = \frac{\pi I}{4} \frac{A^2}{(1+m)^2}, \quad (\text{III, 2})$$

где $A = a/f$ — относительное отверстие объектива, а $v = f(1+m)$. Следовательно, для увеличения $I_{S'}$ необходимо увеличивать I и A и уменьшать m . Метод увеличения I при минимуме затраты мощности будет рассмотрен позднее. Сейчас мы рассмотрим вопрос о максимально допустимом значении A или a/f , которое, как покажет дальнейшее рассмотрение, ограничено требованием иметь определенную глубину фокуса.

Если u и v , соответственно, — расстояния объекта и изображения, а f — фокусное расстояние объектива, то изменение u на δu вызовет изменение v на δv , определяемое выражением:

$$\frac{\delta v}{\delta u} = -\frac{v^2}{u^2} = -m^2. \quad (\text{III, 3})$$

Так как изменение δv сопровождается соответствующим изменением разности хода краевого и центрального лучей, равным $(a^2/\delta) \cdot (\delta v/v^2)$ *), то условие для получения достаточно совершенного изображения, требующее, чтобы указанная разность не превышала $\lambda/4$, даёт

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{a^2 \delta v}{8v^2} \quad (\text{III, 4})$$

и

$$\delta u = \frac{\delta v}{m^2} = \frac{2\lambda}{A^2} \left(\frac{1+m}{m} \right)^2. \quad (\text{III, 5})$$

Уравнения (III, 5) и (III, 2) показывают, что с увеличением A глубина фокуса δu уменьшается, тогда как освещённость I_{SI} возрастает. Следовательно, выбор величины A определяется компромиссным решением. Обычно относительное отверстие объектива выбирается равным некоторому критическому значению A_c , согласованному с требуемой глубиной фокуса, причём величина A_c даётся выражением:

$$A_c = \left(1 + \frac{1}{m} \right) (2\lambda/\delta u)^{1/2}. \quad (\text{III, 6})$$

Таким образом, если $m = 1/12$, $\lambda = 4,4 \cdot 10^{-5}$ см и $\delta u = 5$ см, то $A_c = 1/18,3$ и, следовательно, отверстие диафрагмы не должно превосходить $f: 18,3$. При критической величине относительного отверстия A_c имеем:

$$I_{SI} = \frac{\pi I}{4} \cdot \frac{(1+m)^2}{m^2} \cdot \frac{2\lambda}{\delta u} \cdot \frac{1}{(1+m)^2} = \frac{\pi I \lambda}{2m^2 \delta u}, \quad (\text{III, 7})$$

откуда видно, что при заданном значении δu величина I_{SI} возрастает с уменьшением m , причём, чем меньше m , тем легче получить не только лучшую чёткость изображения, но и большее число следов на одно расширение. Наименьшее значение m , которое может быть использовано, ограничивается разрешающей силой (максимальное число штрихов на один мм, воспроизводимых отдельно) применяемой фотоэмульсии. Практически используемым минимальным значением m является такое его значение, при котором ширина изображения следа равна ширине наиболее тонкой линии, воспроизводимой на плёнке. Для очень чувствительных эмульсий эта величина имеет порядок 20 м.

Ширина изображения следа может быть принята равной сумме ширины ϵ дифракционной картины, получающейся от линейного источника и ширины D геометрического изображения следа.

Для первой из этих величин мы имеем:

$$\epsilon = \frac{2v\lambda}{a} = 2\lambda (1+m)/A, \quad (\text{III, 8})$$

*) Rayleigh, Collected papers (Cambr. Univer. Press, England, 1920), т. I, стр. 415.

и для второй mD_0 , где D_0 — ширина следа. Таким образом полная ширина изображения следа Δ равна:

$$\Delta = mD_0 + 2\frac{\lambda}{A}(1+m) = m[D_0 + (2\lambda\delta u)^{1/2}], \quad (\text{III}, 9)$$

где для A использовано его критическое значение (III,6). Беря $D_0 = 0,1$ мм, $\lambda = 4,4 \cdot 10^{-5}$ см и $\delta u = 5$ см, получаем $\Delta = m \cdot 310$ м. Для плёнки Kodak Super-XX Δ равно примерно 20, поэтому наименьшим используемым значением m будет $m \geq 20/310 = 1/15,5$. Если вместо $m = 1/12$ взять эту величину, то в результате мы получим либо увеличение глубины фокуса (III,5), либо увеличение освещённости изображения (III, 2). Как правило, рекомендуется применять плёнку наибольшей чувствительности, что позволяет, используя малые A , повысить глубину фокуса и увеличить тем самым число следов, наблюдаемых при одном расширении камеры. При работе с камерами пониженного давления, в которых, вследствие меньшей удельной ионизации, следы получаются слабее, преимущество малых увеличений предпочтительнее использовать не для увеличения глубины фокуса, а для повышения освещённости изображения. При отклонении величины относительного отверстия от критического значения как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения, ширина изображения увеличивается [Блеккетт (1929, 6)]. В первом случае это происходит из-за несовершенства фокусирующего действия объектива, во втором — вследствие увеличения дифракционного кружка (кружка Эри). Поэтому выгодно использовать критическое значение величины относительного отверстия.

Сейчас мы рассмотрим именно те методы повышения I_{S_1} , которые можно осуществить только за счёт увеличения I , оставляя все остальные условия неизменными. Поскольку увеличение I не влияет на глубину фокуса, желательно получить максимально возможное I при минимальной затрате энергии. Применяя сильное освещение следов, можно сделать I_{S_1} большим, чем это требуется для нормальной экспозиции, и затем, диафрагмируя объектив, увеличить глубину фокуса. Это увеличит производительность камеры и вместе с тем повысит качество изображения.

Для освещения камеры Блеккетт (1934) использовал искровой разряд конденсаторов в кварцевой ртутной лампе. Позднее он перешёл на освещение капиллярной ртутной трубкой, включая её непосредственно во вторичную обмотку 8000-вольтового трансформатора. Через первичную обмотку в течение короткого промежутка времени (от 0,02 до 0,05 сек.) пропускаться ток порядка 100—200 ампер от сети 220 вольт. Получавшаяся вспышка давала освещение, вполне достаточное для фотографирования отдельных капелек под прямым углом к направлению освещения.

Крен (1937) использовал для освещения 1000-ваттные (110 вольт) проекционные лампы «Мазда», снабжённые параболическими зеркалами. В момент фотографирования напряжение на лампе повышалось до 220 вольт. Такое освещение оказалось достаточным для получения

снимков на плёнке Super-X при экспозиции 0,2 сек. и светосиле объектива $f:1,9$.

Следы заряженных частиц становятся видимыми благодаря рассеянию капельками света, которым они освещаются. Вебб экспериментально установил (1935), что интенсивность света, рассеянного капельками, быстро возрастает с уменьшением угла рассеяния (см. рис. 12). Под углом 20° к направлению освещающего пучка капельки воды рассеивают свет примерно в 100 раз сильнее, чем под углом 90° ; капельки, образующиеся в смеси воды и спирта (взятых в равных количествах), дают для тех же углов более, чем пятидесятикратное отношение интенсивностей рассеянного света. Из приведённых цифр ясно, что наклон оси объектива фотоаппарата к направлению освещения может значительно повысить яркость изображения. При работе с камерами малой глубины такая возможность отпадает, поэтому фотографирование приходится производить под прямым углом к направлению освещения, что требует сильных источников света. Однако глубокие камеры допускают косое освещение и, следовательно, в этом случае возможно фотографирование следов с направлений, образующих с направлением освещения углы, меньшие 90° .

Вильямс и Террокс ещё в 1930 г. работали с глубокой камерой. Поэтому они могли, сохраняя ось объектива фотоаппарата параллельной магнитному полю, уменьшить угол между нею и направлением освещения. В их установке всего лишь 8—10 100-ваттных ламп, снабжённых конденсаторами, и включаемых на короткий момент в сеть 220 вольт, давали достаточное освещение камеры 30 см глубиной и 30 см в диаметре.

§ 2. Фотографирование

Исследования ядерных процессов и космических лучей с помощью камеры Вильсона требуют разработки такого метода фотографирования, который позволял бы определять пробег, кривизну и углы между направлениями вылета различных частиц при положении следов этих частиц в любых плоскостях. Для этого необходимо, чтобы один и тот

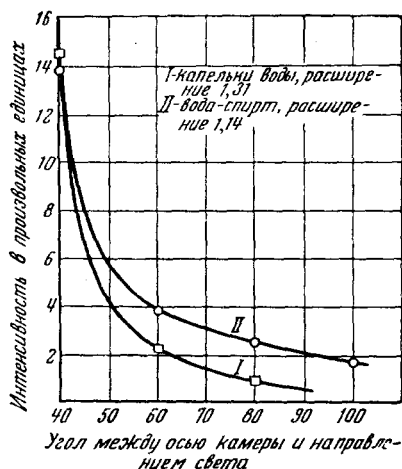


Рис. 12. Интенсивность света, рассеиваемого капельками под различными углами к направлению освещающего пучка.

же след фотографировался с двух различных направлений. Один из используемых для этой цели методов, получивший широкое распространение, описан Шимизу (1921). В этом методе фотографирование производится с двух взаимно перпендикулярных направлений при помощи зеркал B_1 и B_2 (см. рис. 13), расположенных под прямым

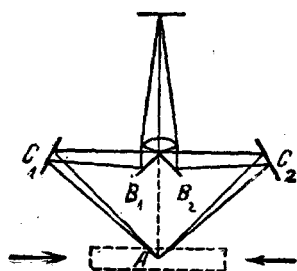


Рис. 13. Стереоскопическое фотографирование одним объективом.

углом друг к другу и углом 45° к плоскости камеры A и зеркал C_1 и C_2 . Снимок делается одним объективом и на одну и ту же плёнку. Полученные таким способом два изображения позволяют вычислить углы вылета частиц и истинную длину их пробега в камере [Блеккетт (1922) и (1923)]. На первый взгляд этот метод представляется выгодным, так как позволяет значительно сократить расход плёнки. Однако, вследствие того, что плоскости объекта образуют прямой угол, хорошо сфокусировать можно только небольшую часть камеры, что существенно

снижает число следов, регистрируемых за одно расширение.

Для устранения указанного недостатка Блеккеттом (1929, б) предложен более совершенный способ, основанный на применении двух объективов. В целях облегчения вычислений и повышения точности определения углов, фотографирование производится на две взаимно перпендикулярные плоскости P и P' , как это изображено на рис. 14. Объективы L и L' при этом устанавливаются под таким углом к плоскости камеры Вильсона, чтобы эта плоскость оказалась сопряжённой с плоскостями P и P' . Это имеет место в том случае, когда главная плоскость каждого из объективов проходит через линию пересечения плоскости камеры Вильсона с соответствующей плоскостью изображения*).

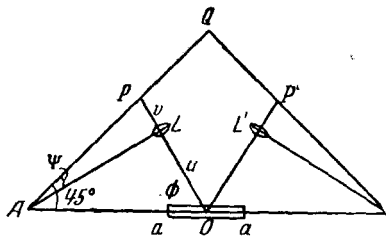


Рис. 14. Стереоскопическое фотографирование двумя объективами.

Фотографирование по этому методу позволяет получить довольно чёткие снимки всей камеры. Так как оптические оси объективов, проходящие через центр камеры Вильсона, образуют с нормалью к соответствующей плоскости изображения небольшой угол, увеличение в разных частях изображения получается неодинаковым. Однако этот недостаток может быть обойдён применением специального метода анализа следов, к описанию которого мы переходим.

*) K. Glazebrooke, Dictionary of Applied Physics (Mac-Millan and Company, London, 1927), т. IV, стр. 400.

Идея метода очень проста и состоит в том, что проявленный негатив снимка с помощью того же фотоаппарата, которым он снят, репроецируется обратно в плоскость объекта [Вильямс и Терроке (1930), Куртисс (1930)]. При этом существенно, чтобы негатив был помещён в фотоаппарат в точно такое же положение, какое он занимал при фотографировании. Снимок проектируется затем на тонкий полупрозрачный белый экран, поступательным и вращательным движением которого оба изображения следа приводятся к совмещению. Таким образом получается точная геометрическая репродукция следа в той плоскости, в которой он образовался, и линейные искажения автоматически исправляются. Так как применяется тот же фотоаппарат и так как положение негатива в нём такое же, как при фотографировании, этот способ исключает также и другие ошибки, могущие возникнуть вследствие плохой сборки различных частей фотоаппарата. Заменяя белый экран фотобумагой, можно получить фотографию следа в его натуральном виде. Метод обработки стереоскопических снимков следов был предложен также Грошевым и др. (1936).

На практике оба объектива обычно монтируются на одном каркасе так, что фотоаппарат можно перемещать целиком без боязни изменения относительного расположения его частей. Аппараты подобного типа, приспособленные для просматривания стереоскопических снимков, описаны Куртиссом (1930) и Джонсом и Руарком (1940). Чтобы облегчить точную установку негатива в положение, которое он занимал при экспозиции, плёнка при фотографировании пробивается специальным штифтом, который жёстко связан с фотоаппаратом и управляется двумя электромагнитами. Тогда установка негатива в фотоаппарат сводится к достаточно плавному протягиванию плёнки до тех пор, пока штифт не заскочит в выбитое им ранее отверстие. Опыт показывает, что хотя стереоскопическое фотографирование, выполняемое двумя объективами, требует затраты двойного количества плёнки, тем не менее оно выгоднее фотографирования (также стереоскопического) одним объективом, так как даёт в 4—5 раз большее число следов, причём все следы хорошо сфокусированы.

Разумеется, что в тех случаях, когда необходимо только установить, происходит ли внутри камеры тот или иной редкий процесс (напр. образование дельта-ливней), можно ограничиться съёмкой одним объективом (не стереоскопической), располагая его главную плоскость параллельно плоскости камеры.

§ 3. Резкость следов

При прохождении через газ быстрая ионизирующая частица создаёт равные количества положительных и отрицательных ионов, образующих узкую колонку, окружающую её путь. Если не учитывать рекомбинации и влияния электрического поля, рассасывание ионов будет происходить только вследствие диффузии, и их распределение

через время τ будет определяться формулой

$$n(r) = \frac{N_0}{4\pi D\tau} e^{-\frac{r^2}{4D\tau}}, \quad (\text{III}, 10)$$

где r — расстояние от следа, N_0 — полное число ионов на сантиметр длины следа, D — коэффициент диффузии ионов.

Предположим, что пересыщение создаётся через время τ после прохождения заряженной частицы. Как только оно произошло, ионы покрываются водою, образуя капельки, и их подвижность падает до нуля. Снятая в этот момент фотография отобразит проекции ионов на плоскость плёнки в момент времени τ . Введём прямоугольную систему координат, в которой ось OZ совпадает с направлением следа, ось OX лежит в плоскости фотопластинки и за ось OY принято направление наблюдения. Тогда распределение $\rho(x)$ плотности изображений ионов (капелек) вдоль оси x (т. е. по ширине следа) получится интегрированием по y величины $n(r)$ в пределах от $+\infty$ до $-\infty$:

$$\rho(x) = \frac{N_0}{4\pi D\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-[(x^2+y^2)/4D\tau]} dy = \frac{N_0}{(4\pi D\tau)^{1/2}} \cdot e^{-x^2/4D\tau}. \quad (\text{III}, 11)$$

Из этого выражения видно, что $\rho(x)$ убывает от центра следа к его периферии, поэтому удобно определить ширину следа, как ширину x_1 , полосы, в пределах которой содержится 90% изображений капелек. Величину x_1 можно определить из равенства

$$\frac{\frac{N_0}{(4\pi D\tau)^{1/2}} \int_0^{x_1} e^{-x^2/4D\tau} dx}{\frac{N_0}{(4\pi D\tau)^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-x^2/4D\tau} dx} = 0,9,$$

которое даёт

$$x_1 = 4,68 (D\tau)^{1/2}. \quad (\text{III}, 12)$$

В воздухе при нормальных условиях среднее значение D для положительных и отрицательных ионов равно $0,034 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ *, так что $x_1 = 0,86 \tau^{1/2}$. Следовательно, если след имеет толщину 1 мм, соответствующее ему τ равно примерно 1/70 сек.

В управляемой камере, после того как одновременный разряд в счётчиках вызвал срабатывание спускового механизма, некоторое время затрачивается на движение поршня. Положим, что это время, составляющее часть τ , равно $a\tau$ ($a < 1$). Расстояние d , проходимое порш-

*) J. J. Tomson, Conduction of Electricity through Gases (Cambridge University Press, England, 1928), т. I, стр. 77.

нем за это время, равно

$$d = \frac{1}{2} (SP/m) \cdot (\alpha\tau)^2, \quad (\text{III}, 13)$$

где S — площадь поршня, P — разность давлений на его сторонах, m — масса и SP/m — ускорение поршня. Коэффициент диффузии D обратно пропорционален давлению, так что можно положить $D = \frac{k}{\rho}$, где ρ — плотность газа в камере. Исключая D и τ из уравнения (III, 12), получаем:

$$x_1 = 5,5 \left(\frac{k}{\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{d \cdot m}{SPa^2} \right)^{1/4}. \quad (\text{III}, 14)$$

Эта формула показывает, что для получения резких следов необходимо:

1) применять для наполнения камеры газ и смесь паров, позволяющих работать при минимальных расширениях (малое d),

2) изготовлять поршень камеры максимально лёгким,

3) работать при возможно больших давлениях.

В табл. XI вычисленные значения x_1 сопоставляются с значениями, найденными из опыта (Блеккетт (1934)).

Таблица XI
Вычисленные и найденные из опыта значения x_1

Газ	D (при нормальных условиях)	D (при давлении 1,48 ат)	x_1 вычислен. (в мм)	x_1 эксперимент. (в мм)
O ₂	0,032	0,022	0,71	0,85
H ₂	0,135	0,092	1,42	1,78

При вычислениях величина a принята равной единице. Принимая во внимание трудности, связанные с экспериментальным определением величины x_1 , следует признать, что данные четвертого и пятого столбцов приведённой таблицы согласуются достаточно хорошо.

§ 4. Искажения следов

Искажения изображений следов могут быть вызваны следующими причинами: а) несовершенством оптической системы, б) преломлением в верхнем стекле камеры и в) завихрениями внутри камеры.

а) Искажения, производимые оптической системой. Эти искажения связаны с необходимостью применения объективов с большим относительным отверстием. Применение таких объективов вызывается, во-первых, стремлением повысить освещённость изобра-

жения и, во-вторых, в тех случаях, когда фотографирование производится через отверстие полюса электромагнита, — желанием получить следы большей длины. Даже самые высококачественные объективы дают искажения, которые могут быть положительными в одних случаях и отрицательными в других. Следовательно, если не принимать во внимание этих искажений, след отрицательной частицы очень высокой энергии, получивший некоторое смещение, может быть приписан положительной частице примерно той же энергии.

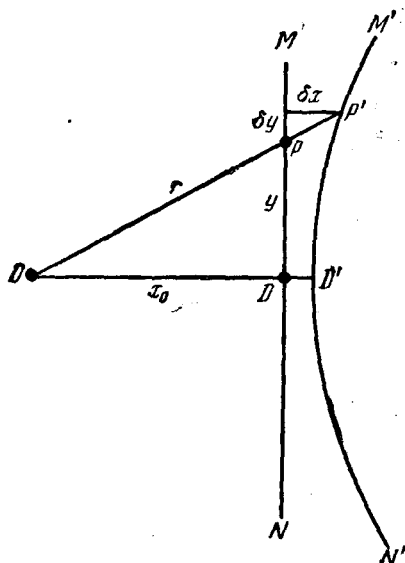


Рис. 15. Искажение линейного объекта, производимое объективом.

ки пространства объекта и $P'(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)$ — фактически получаемое. Тогда

$$\delta x = x_0 \frac{\delta r}{r}. \quad (\text{III}, 15)$$

Величина δr , представляющая смещение истинного изображения P , происходящее вследствие искажения, может быть представлена в виде ряда нечётных степеней расстояния r от точки P до точки O^*), т. е.:

$$\delta r = a_1 r^3 + a_2 r^5 + \dots, \quad (\text{III}, 16)$$

и следовательно,

$$\delta x = x_0 (a_1 r^2 + a_2 r^4) = A + B y^2 + C y^4, \quad (\text{III}, 17)$$

где $A = a_1 x_0^3 + a_2 x_0^5$, $B = a x_0 + 2 a_2 x_0^3$, $C = a_2 x_0$. Полагая $y = 0$, мы получаем $DD' = \delta x = A$.

*) R. Glazebrooke, Dictionary of Applied Physics (Mac Millan and Company, London, 1927), т. 4, стр. 403.

Для определения координаты x точки P относительно прямой, проведённой через D' параллельно MN , мы можем написать уравнение кривой $M'D'N'$:

$$x = By^2 + Cy^4 = (a_1x_0 + 2a_2x_0^3)y^2 + a_2x_0y^4, \quad (\text{III}, 18)$$

откуда при $a_2 = 0$:

$$x = a_1x_0y^2. \quad (\text{III}, 19)$$

Кривизна параболическая, линейно возрастающая с увеличением расстояния x_0 от оси. Она будет положительной или отрицательной в зависимости от того, положителен или отрицателен знак при a_1 . Аппроксимируя кривую дугою окружности, получим $\sigma = 2x/y^2 = 2a_1x_0$, где σ — кривизна. При $a_1 \neq 0$ искажённая кривая может быть аппроксимирована дугою окружности только для малых значений y вблизи точки D' . В этом случае мы можем написать:

$$x \approx (a_1x_0 + 2a_2x_0^3)y^2 \quad (\text{III}, 20)$$

и

$$\sigma_{\text{центр}} = 2a_1x_0 + 4a_2x_0^3. \quad (\text{III}, 21)$$

Следовательно, когда знаки a_1 и a_2 одинаковы, кривизна в точке D' имеет минимум и возрастает при удалении от этой точки вдоль следа. Если a_1 и a_2 противоположных знаков, — кривизна в D' максимальна. По направлению к концу следа она уменьшается и даже может изменить знак.

Как это видно из рис. 16, вычисленная этим способом кривизна, порождаемая искажением, хорошо согласуется с её значениями, найденными из эксперимента [Блеккетт и Броде (1936)].

Экспериментальное определение искажения, вносимого объективом, производится фотографированием параллельных проволок и последующим измерением кривизны их изображения. Так как ось объектива параллельна магнитному полю, полная кривизна следа на фотопластинке складывается из истинной его кривизны и кривизны, возникающей из-за искажения объективом. Вычитая эту последнюю из полной кривизны, можно получить истинную кривизну следа.

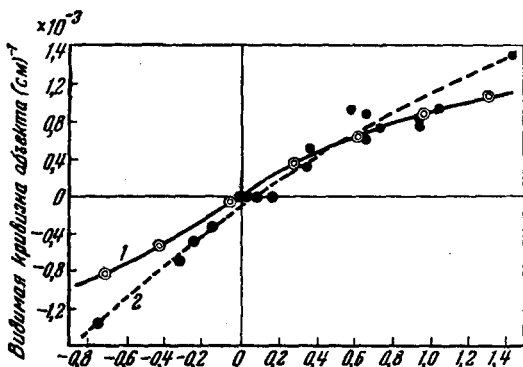


Рис. 16. Искажения, вычисленные и найденные экспериментально.

Рассмотренное выше искажение может быть сведено к минимуму, если использовать специально изготовленный объектив, рассчитанный на работу в сочетании с применяемым верхним стеклом камеры.

б) Искажения, вызываемые верхним стеклом (крышкой) камеры. Параллельная пластинка толщины t с показателем преломления n , расположенная под прямым углом к оси объектива между предметом и объективом, смещает луч, образующий с осью угол θ , на величину $\delta\theta$, равную:

$$\delta\theta = \frac{t}{u} \sin \theta \{1 - \cos \theta (n^2 - \sin^2 \theta)^{-1/2}\}, \quad (\text{III}, 22)$$

где u — расстояние объекта. Вследствие этого изображение смещается на величину δr , которая, как можно показать, даётся выражением

$$\delta r = A_0 r + A_1 r^3, \quad (\text{III}, 23)$$

где

$$A_0 = \frac{t}{u} \left(1 - \frac{1}{n}\right), \quad A_1 = \frac{t}{2uv^2} \left(1 - \frac{1}{n^3}\right),$$

и v — расстояние изображения. Можно показать также, что кривизна σ в изображении прямой линии, обусловленная действием стеклянной пластинки, будет равна $\sigma = 2A_1 x_0$, где x_0 — расстояние от центра пластинки до точки, в которой получилось бы изображение в отсутствии искажения. Пластинка вносит положительное искажение, поэтому объектив, специально изготавливаемый для получения снимков, свободных от искажений, должен быть согласован с применяемым верхним стеклом камеры. Имеется, следовательно, возможность небольшое отрицательное искажение объектива компенсировать подбором верхнего стекла камеры.

Искажение, вносимое стеклянной крышкой, определяется посредством измерения кривизны изображения прямой проволоки, сфотографированной один раз без стекла и второй раз со стеклом между нею и фотоаппаратом.

в) Искажения вследствие завихрений внутри камеры. В камере Вильсона, управляемой счётчиками, промежуток времени между прохождением частицы и моментом её фотографирования составляет около 10^{-2} сек. За этот промежуток времени происходит расширение газа в камере, и всякие ненормальности этого процесса могут привести к искажению следов. Опыт показывает, что помещение над резиновой диафрагмой медной сетки или перфорированной пластинки, покрытой бархатом, смоченным смесью спирта с водой, значительно снижает турбулентное движение газа во время и после расширения. Следы могут быть также искажены, если в камере перед расширением имеется конвекционный ток газа. После каждого расширения газ в камере нагревается, причём это нагревание раньше всего происходит вблизи стенок. Вследствие этого образуются кон-

векционные потоки, вызывающие быстрое опускание масс более холодного воздуха в центральной части камеры. В вертикальных камерах эти потоки значительно сильнее, чем в горизонтальных. Силы, порождающие движение газа, растут со временем, как t^3 , поэтому необходимо производить фотографирование сразу же после расширения. Падение капелек также приводит к искажению следов, так что через 0,25 сек. по окончании расширения практически невозможно сфотографировать следы, не имеющие искажений. Другой вид искажений связан с возникновением внутри камеры вихревых движений, причина возникновения которых точно ещё не установлена.

Искажения в камере увеличиваются не только с увеличением расстояния от оси объектива, но и с увеличением наклона следов к вертикали. Поэтому для получения хороших результатов направление следов должно быть насколько возможно близким к вертикали. Искажения увеличиваются с повышением температуры. Чтобы избавиться от искажений, связанных с изменением комнатной температуры, металлический каркас камеры полезно охлаждать проточной водой. [Блеккетт и Вильсон (1937), (1938).] Лучшие результаты можно получить, помещая камеру в теплоизолирующую коробку из фибрового картона, предусмотрев в ней отверстия для полюсов магнита. Освещение в этом случае производится через толстое стеклянное окошко, вделанное с одной стороны коробки. Опыт показывает, что температура внутри коробки не должна отличаться более чем на один градус от температуры магнита. Эти условия создаются тем, что температура комнаты поддерживается близкой к температуре магнита. Небольшое количество воды, охлаждающей дно камеры, поддерживает влажность стенок, способствуя сохранению стабильности термических условий внутри камеры. Следует избегать затраты больших мощностей на питание магнита, так как в этом случае кривизна следов хотя и возрастает, однако одновременно увеличиваются и искажения ввиду менее благоприятных условий, возникающих вследствие нагревания магнита.

Описанные мероприятия могут значительно уменьшить искажения следов в камере даже и в том случае, когда внутри камеры помещаются металлические пластинки. Полная кривизна, обусловленная всеми видами искажений, происходящих внутри камеры, может быть определена измерением кривизны следов, снятых в отсутствии магнитного поля (см. IV, § 4).

§ 5. Время чувствительности камеры Вильсона

После того как произошло расширение, газ в камере постепенно нагревается, пересыщение уменьшается, и через некоторое время конденсация на ионах прекращается. Время чувствительности камеры может быть определено как промежуток времени, в течение которого пересыщение остаётся достаточным для того, чтобы происходила

конденсация на ионах вдоль следа ионизирующей частицы. [Вильямс (1939,а).] Экспериментальная оценка этого времени может быть сделана путём наблюдения образования следов радиоактивными источниками, открываемыми через различные промежутки времени после расширения. Величина расширения должна быть при этом максимальной, но такой, чтобы не происходило образования тумана.

Время чувствительности камеры определялось Хазеном (1942), применявшим для этой цели различные методы. В одном из этих методов радиоактивный источник, содержащий Cl , быстро передвигался внутри камеры во время расширения и после него. Последовательные положения источника (а следовательно, и следов частиц, которые он испускает) фотографировались затем при помощи периодического освещения на одну и ту же фотопластинку. Полученные этим способом фотографии позволяют найти время чувствительности камеры как промежутков времени после расширения, в течение которого ещё образуются следы определённой плотности.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в камере после расширения. Непосредственно после расширения газ в камере имеет температуру T_2 , более низкую, чем температура T_1 окружающих стенок. Вследствие того, что теплоёмкость и теплопроводность стенок выше, чем у газа, температура их практически всё время остаётся неизменной и равной T_1 . Поэтому прилегающий к стенкам газ нагревается. Наибольшее нагревание имеет место непосредственно у стенок, уменьшаясь по мере удаления от них. Вследствие этого нагревания прилегающий к стенкам слой газа расширяется и, сжимая внутреннюю массу газа, повышает её температуру. Проблема, с которой мы здесь сталкиваемся, аналогична классической задаче о переносе тепла во внутренних слоях земли, рассмотренной лордом Кельвином, решение которой можно найти во всех основных руководствах по теплоте *). Температура T_x , устанавливающаяся через время t на расстоянии x от пограничного слоя, даётся следующим выражением:

$$T_x = T_1 - (T_1 - T_2) \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^{\xi} e^{-\xi^2} d\xi, \quad (\text{III}, 24)$$

где $\xi = x/2ht^{1/2}$, $h^2 = K/c\rho$, K — теплопроводность, c — удельная теплоёмкость, ρ — плотность, h^2 — коэффициент диффузии.

Приращение объёма слоя заданной толщины dx равно $S dx \Delta T/T_2$, где $\Delta T = T_x - T_2$. Следовательно,

$$d\Delta V = \frac{S\Delta T}{T_2} dx = \frac{S(T_1 - T_2)}{T_2} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^{\xi} e^{-\xi^2} d\xi \right\} dx.$$

*) M. N. Saha and B. N. Svivastava, Treatise on Heat (Indian Press, Allahabad, India, 1935).

Полное изменение объёма получим интегрированием этого выражения по x в пределах от 0 до ∞ , т. е.

$$\Delta V = \frac{S(T_1 - T_2)}{T_2} 2ht^{1/2} \int_0^\infty \left\{ 1 - \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^y e^{-\xi^2} d\xi \right\} dx = \\ = 1,14 \frac{S(T_1 - T_2)}{T_2} ht^{1/2}. \quad (\text{III}, 25)$$

Расширение граничного слоя стремится сжать основной объём газа V . Происходящее вследствие этого повышение температуры ΔT даётся следующей формулой:

$$\Delta T = (k - 1) \frac{\Delta V}{V} T_2 = 1,14 \frac{S}{V} (T_1 - T_2) ht^{1/2} (k - 1). \quad (\text{III}, 26)$$

Обозначая через ΔT_s то повышение температуры, после которого камера становится нечувствительной, мы получим:

$$t_s = \left(\frac{\Delta T_s}{T_1 - T_2} \right)^2 \cdot \left(\frac{V}{S} \right)^2 \cdot \left(\frac{\rho c}{K} \right) \cdot \left(\frac{1}{k - 1} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{1,14} \right)^2. \quad (\text{III}, 27)$$

Нам остаётся найти величину ΔT_s . Предположим, что $1 + \varepsilon$ есть то расширение, при котором следы только начинают появляться и $1 + \varepsilon + \Delta \varepsilon$ — максимально допустимое расширение, при котором туман ещё не появляется. Так как далее

$$\frac{T_2}{T_1} = (1 + \varepsilon)^{-(k-1)},$$

то, логарифмируя, приближённо получим:

$$(T_2 - T_1)/T_1 = -(k - 1) \varepsilon = T/T_1, \quad (\text{III}, 28)$$

где T — разность температур. Следовательно, мы имеем:

$$\Delta T/T = \Delta \varepsilon/\varepsilon, \quad (\text{III}, 29)$$

и, подставляя это значение в (III, 27):

$$t_s = \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 \cdot \left(\frac{V}{S} \right)^2 \cdot \left(\frac{\rho c}{K} \right) \cdot \left(\frac{1}{k - 1} \right)^2 \cdot 0,77. \quad (\text{III}, 30)$$

Полученное выражение показывает, что время чувствительности камеры возрастает пропорционально следующим величинам:

- 1) плотности газа ρ ,
- 2) квадрату отношения объёма камеры к её поверхности $(V/S)^2$,
- 3) квадрату величины $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}$.

Первый из этих выводов находится в согласии с наблюдениями Жолио (1934), который нашёл, что при изменении давления от $P = 40$ до $P = 76$ см Hg величина t_s меняется вместе с P . Однако при очень низких давлениях t_s уменьшается медленнее, что, повиди-

тому, объясняется, с одной стороны, увеличением $\Delta\varepsilon/\varepsilon$, происходящим вследствие возрастания отношения давления паров к давлению газа и, с другой стороны, быстрым уменьшением k , связанным с понижением полного давления (см. I, § 1 б).

Второй вывод подтверждается сопоставлением величин t_s , полученных для разных камер. Вильямс (1939, б) произвёл измерения времени чувствительности двух камер, из которых одна имела диаметр 16 см и глубину 4 см ($V/S \approx 1,3$ см) и вторая диаметр 30 см и глубину 30 см ($V/S \approx 4$ см). Время чувствительности у второй из этих камер должно быть, следовательно, в 10 раз большим, чем у первой. Результаты опыта показали, что у первой камеры $t_s \approx 0,05$ сек. и у второй $t_s \approx 0,4$ сек. Измерения Хазена, выполненные с двумя камерами, у которых величина $(V/S)^2$ отличалась вдвое, дали значения t_s , относящиеся как 1,7:1,0.

Экспериментальное подтверждение третьего вывода, что t_s меняется как $(\Delta\varepsilon/\varepsilon)^2$, дано Хазеном (1942). В данном случае требуется, однако, предварительное определение величины $\Delta\varepsilon$. Для этого можно приближённо положить:

$$\text{и тогда} \quad \left. \begin{aligned} T &= T_1 - T_2 = -T_1(k-1)\varepsilon \approx 100\varepsilon \\ \Delta\varepsilon &= (\varepsilon/T)\Delta T = 0,01\Delta T. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III}, 31)$$

Если принять, что $\Delta\varepsilon$ имеет постоянное значение $\approx 0,03$, то $t_s \sim \frac{1}{\varepsilon^2}$. Полученный Хазеном график (см. фиг. 4 его работы) показывает, что до $\varepsilon = 0,26$ формула (III, 30) хорошо согласуется с экспериментом. Однако при ε , большем указанной величины, t_s , достигнув максимума, начинает убывать. Причиной этого может быть появление тумана при $\varepsilon \geq 0,26$. Появление большого числа капелек тумана снижает влажность и, кроме того, вызывает нагревание, вследствие чего формула Вильямса становится неприменимой. Однако пока конденсация происходит только на ионах, формула (III, 30) правильно определяет время чувствительности камеры.

Изменения давления после адиабатического расширения. Рассмотрим теперь, как изменяется давление внутри камеры после расширения. Если расширение происходит достаточно быстро, то вызываемое им понижение давления определяется уравнением адиабаты. По достижении минимума, имеющего место непосредственно после расширения, давление, вследствие притока тепла от стенок камеры, начинает повышаться. Если P — давление газа, то

$$\Delta P/P = -k(\Delta V/V).$$

Подставляя сюда значение ΔV из (III, 25), получим:

$$\Delta P = -(kP/V)\Delta V = -1,14k(PS/V)[(T_1 - T_2)/T_2]ht^{1/2}. \quad (\text{III}, 32)$$

Следовательно, ΔP возрастает как $t^{1/2}$.

Указанный вывод проверен опытами Хазена. В этих опытах давление внутри камеры измерялось анерондом, показания стрелки которого регистрировались фотографически.

Результаты Хазена показывают, что для небольшого промежутка времени, следующего непосредственно за расширением, формула (III, 32) справедлива.

При малой скорости расширения необходимо принять во внимание приток тепла в течение конечного времени расширения. Указанный приток тепла может быть компенсирован дополнительным расширением. Уравнение (III, 31) показывает, что каждый градус повышения температуры требует увеличения расширения на один процент.

§ 6. Магниты для работы с камерой Вильсона

Наблюдение космических лучей в камере Вильсона, помещённой между полюсами электромагнита, привело Андерсона (1932) к открытию позитрона. Уже один этот факт подчёркивает важность применения магнитного поля при исследованиях с камерой Вильсона. Помимо возможности определения знака заряженных частиц, магнитное поле позволяет также измерить их импульс (см. IV, § 2).

Для определения импульса частиц, энергия которых лежит в области $10^5 - 10^7$ eV, достаточно поле в 1000 эрстед. Кривизна следов в таком поле вполне измерима. Для отклонения же частиц очень высокой энергии — порядка 10^{10} eV — даже поле в 20 000 эрстед является недостаточным. Очевидно, что величина магнитного поля должна выбираться такой, при которой производимое полем искривление следов было бы не столь сильным, чтобы частица делала несколько оборотов, и в то же время не столь слабым, чтобы частица прошла почти неотклонённой. Здесь мы остановимся, главным образом, на методах получения магнитных полей, применяемых при изучении космических лучей. Подобные же методы получения магнитного поля можно применять и при исследованиях с альфа- и бета-частицами. Замечание о правильном выборе величины поля сохраняет свою силу и в этом случае.

Определения энергии космических лучей по кривизне их следов в сильном магнитном поле были сделаны Кунце (1933, а), (1933, б), Андерсоном (1933), Блеккетом (1936), (1937), Блеккетом и Броде (1936), Джонсом и Юзом (1940) и Джонсом (1939). Измерения в менее сильных полях производил Вильямс (1939, б). Данные о типах магнитов, использованных разными авторами, и о величине полей, которые они получали, приводятся в таблице XII.

Из таблицы видно, что до Блеккетта применялись неправильно сконструированные магниты. Это приводило не только к чрезмерно большой затрате мощности без соответствующего увеличения магнитного поля, но и повышало трудности охлаждения. В случае неуправляемой камеры, где магнитное поле включается за несколько

секунд до расширения, с подобной затратой энергии можно ещё мириться. Однако для камеры, управляемой счётчиками, когда магнитное поле должно быть всё время включено, необходима правильная конструкция магнита.

Таблица XII

Данные о магнитах для исследований с камерой Вильсона

Автор	Тип магнита	Вес катушки	Используемая мощность	Величина поля	Размер камеры
Кунце (1933)	Соленоид, охлаждаемый водой	Меди 1100 кг	500 квт	18 400 эрстед	16,4 см в диаметре
Андерсон (1933)	Тяжёлая охлаждаемая водой катушка с относительно лёгким ярмом	Меди 896 кг, железа 500 кг	440 квт	15 000 эрстед	16 см в диаметре
Блеккетт (1936)	Охлаждаемая водой катушка с тяжёлым ярмом	Меди 3000 кг железа, 8000 кг	25 квт	14 000 эрстед	17 см в диаметре
Джонс и Юз (1940)	Охлаждаемая маслом катушка с сердечником	Меди 1000 кг, стали 9000 кг	От 35 до 125 квт	От 12 400 до 16 000 эрстед	30×4,2 см

Для очень глубокой камеры (~ 30 см) изготовить магнит, который создавал бы большое поле без значительной затраты мощности, практически невозможно. Поэтому при работе с такими камерами для получения магнитного поля обычно применяются две катушки типа Гельмгольца. Область однородности поля определяется в этих случаях глубиной фокуса объектива, применяемого для фотографирования. Для измерения очень больших энергий используются только мелкие камеры.

Следует заметить, что поле соленоида менее однородно, чем поле, образующееся между плоскими полюсами электромагнита, поэтому и точность в определении энергии будет соответственно меньше.

Так как отклонение происходит под прямым углом к направлению магнитного поля и так как ось объектива должна быть перпендикулярна к пути частицы, в одном полюсе магнита обычно высверливается отверстие, через которое производится фотографирование. При необходимости стереоскопической съёмки фотографирование производится с помощью плоских зеркал, укрепленных на стенках этого отверстия.

IV. ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ВЫПОЛНЯЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

§ 1. Удельная ионизация

Термин «удельная ионизация» означает число пар ионов, образующихся на единице длины следа заряженной частицы при прохождении её через среду. Согласно Блоху (1933, а), (1933, б) удельная ионизация прямо пропорциональна квадрату заряда и в широкой области обратно пропорциональна квадрату скорости движущейся частицы [см. (V, 1), приложение 3]. Что касается среды, то удельная ионизация прямо пропорциональна числу электронов в кубическом сантиметре вещества. Следовательно, в среде, состоящей из тяжёлых молекул, например молекул ксенона, ионизация будет выше, чем в среде, образованной лёгкими молекулами. При одинаковом заряде и в одной и той же среде удельная ионизация возрастает с уменьшением скорости частицы.

Энергия, передаваемая падающей частицей электронам, может значительно превосходить величину ионизационного потенциала электронов различных оболочек атомов среды. Поэтому электроны, выбитые падающей частицей, так называемые первичные электроны, могут в свою очередь произвести ионизацию. Этот процесс вторичной ионизации продолжается всё время, пока энергия электронов остаётся большей ионизационного потенциала наружной оболочки атомов. Наиболее быстрые из выбитых электронов наблюдаются на некоторых следах в виде ответвлений от основного пути частицы.

Удельная ионизация заряженной частицы может быть определена различными методами, в частности при помощи ионизационной камеры, счётчиками Гейгера-Мюллера и т. д. Однако метод камеры Вильсона является единственным, который позволяет первичную и общую ионизацию измерить в отдельности. Когда заряженная частица проходит через камеру сразу же после расширения, конденсация на ионах происходит до того, как они успеют диффундировать от места их возникновения. В этих условиях ширина следа определяется выражением $x_1 = 4,68 (Dt)^{1/2}$. Первичная ионизация, при которой выбитые электроны обладают энергией, достаточной для образования, скажем, 20 вторичных электронов, проявляется на снимке в виде жирной точки (сгустка). Измерение удельной первичной ионизации сводится, следовательно, к подсчёту числа сгустков и разветвлений, образующихся на единице длины главного следа; для указанных измерений должны выбираться чёткие и неразмытые следы. В тех случаях, когда для отклонения частиц применяется магнитное поле, удельная первичная ионизация может быть получена как функция $H\rho$ или импульса частиц.

Если ионизирующая частица проходит через камеру незадолго до расширения, ионы вследствие диффузии успеют разойтись и вместо

жирной капельки на снимке получится группа отдельных ионов. Рассасывание капелек будет зависеть при этом от запаздывания, т. е. от величины промежутка времени между прохождением частицы и моментом расширения.

Для заданного времени запаздывания рассасывание сгустков будет зависеть от природы газа, меняясь как $D^{1/2}$, где D — коэффициент диффузии ионов в рассматриваемой среде. Если запаздывание слишком мало, первичные ионы не могут быть разрешены на их вторичные компоненты.

С другой стороны, при очень большом запаздывании образовавшиеся ионы успеют далеко уйти от места своего возникновения и вследствие этого смешаются с капельками, образующими фон камеры, который всегда имеется. На практике величина запаздывания подбирается в зависимости от природы используемого газа. При одновременном применении магнитного поля величина запаздывания должна подбираться такой, чтобы ионы полностью разделились, а след был бы не слишком искажён вследствие движения газа, так как в противном случае ошибки в измерении кривизны могут оказаться значительными. Из уравнения (III, 12) мы видим, что для O_2 ($D \sim 0,022 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$) $x \simeq 3,1 \text{ мм}$ при $\tau \simeq 0,2 \text{ сек.}$, тогда как для воздуха ($D \simeq 0,034 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$) $x \simeq 3,9 \text{ мм}$ при том же значении τ .

Таким образом, при определении полной удельной ионизации, когда существенным является применение метода запаздывания, может быть использована только камера, управляемая счётчиками. Желательная длительность запаздывания устанавливается интервалом времени между моментами совпадения в счётчиках и срабатыванием магнита U (см. рис. 10).

Величина этого интервала задаётся либо с помощью тиратронной схемы затягивания, либо посредством кулачкового механизма, срабатывающего от счётчиков. Последовательные стадии процесса при расширении, происходящем с запаздыванием около 0,2 сек., таковы: прохождение космической частицы $t=0,0$, выключение поля $t=0,01 \text{ сек.}$, расширение $t=0,2 \text{ сек.}$, включение освещения $t=0,245 \text{ сек.}$ и, наконец, выключение $t=0,250 \text{ сек.}$ При такой последовательности событий Броде (1939) измерял «гнезда», насчитывающие до 250 ионов.

Освещение камер с запаздывающим расширением должно быть более сильным, чем у камер, действующих без запаздывания. В последнем случае ионы сгруппированы плотнее, благодаря чему возможно получение фотографии следа даже тогда, когда рассеивающее действие отдельной капельки мало. Увеличение используемой апертуры повышает освещённость изображения капелек, однако при этом также увеличивается и искажение, производимое оптической системой. Для уменьшения искажений, вызываемых падением капелек, длительность экспозиции следует ограничивать минимальным необходимым временем.

После того как полное число ионов подсчитано, изображение следа проектируется обратно в пространство объекта, где и производится измерение его действительной длины. Средняя удельная ионизация частицы получится делением полного числа ионов на длину следа. Использование фокуса малой глубины (увеличение апертуры) позволяет легко выделить ионы, относящиеся к фону камеры, расположенные в одной проекции со следом, но на других глубинах. Происходящая из-за наличия фона ошибка может быть определена подсчетом плотности капелек на участках, соседних со следом. Абсолютная величина фона камеры уменьшается при переходе к меньшим расширениям.

При фотографировании следов в магнитном поле вероятность рекомбинации положительных и отрицательных ионов значительно уменьшается, так как ионы противоположных зарядов полностью отделяются друг от друга.

§ 2. Импульс и кривизна следов в магнитном поле

Частица, имеющая массу M , заряд Ze и импульс p , движущаяся под прямым углом к магнитному полю H , описывает траекторию с радиусом кривизны ρ , удовлетворяющим равенству

$$\left. \begin{aligned} pc &= \frac{M\beta c^2}{(1-\beta^2)^{1/2}} = ZeH\rho, \\ \text{или} \quad (pc)_{\text{ев}} &= 300ZH\rho, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV}, 1)$$

если величина pc выражена в электрон-вольтах, а $H\rho$ в эрстед. см. Таким образом, если известен заряд Z , импульс частицы может быть получен непосредственно из измерения $H\rho$.

Если E , T и βc — соответственно полная энергия, кинетическая энергия и скорость частицы, то уравнения, связывающие $H\rho$ с этими величинами, будут иметь следующий вид:

$$E = Mc^2 \left\{ 1 + \left(\frac{ZeH\rho}{Mc^2} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (\text{IV}, 2)$$

$$T = Mc^2 \left[\left\{ 1 + \left(\frac{ZeH\rho}{Mc^2} \right)^2 \right\}^{1/2} - 1 \right], \quad (\text{IV}, 3)$$

$$\beta = \frac{ZeH\rho}{Mc^2 \left\{ 1 + \left(\frac{ZeH\rho}{Mc^2} \right)^2 \right\}^{1/2}}. \quad (\text{IV}, 4)$$

Если $T \ll Mc^2$, мы имеем:

$$T \simeq \frac{(ZeH\rho)^2}{2Mc^2} \quad \text{и} \quad T_{\text{ев}} = 0,088 \frac{m}{M} (ZH\rho)^2; \quad (\text{IV}, 5)$$

$$\beta \simeq \frac{ZeH\rho}{Mc^2} = 5,86 \cdot 10^{-4} \frac{m}{M} ZH\rho. \quad (\text{IV}, 6)$$

При $T \gg Mc^2$:

$$\left. \begin{aligned} &T = ZeH\rho - Mc^2 \\ \text{или} \quad &T_{\text{ев}} \simeq 300 ZeH\rho - (Mc^2)_{\text{ев}}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV}, 7)$$

где $T_{\text{ев}}$ — кинетическая энергия, выраженная в электрон-вольтах, и $H\rho$ выражено в эрстед·см.

Чтобы определить скорость или энергию частицы из измерения величины $H\rho$, необходимо, вообще говоря, знать её массу [(IV, 1) и (IV, 6)]. Однако, если кинетическая энергия столь велика, что энергией покоя можно пренебречь, уравнение (IV, 7) позволяет получить кинетическую энергию по измеренному значению $H\rho$.

Таблицы числовых значений величин β , $H\rho$, p/Mc^2 и T даны в приложении II [см. в этой связи Бхаттачария (1941)]*).

Из (IV, 1) легко видеть, что частица, имеющая энергию $pc = 10^8$ eV и заряд $Z=1$, отклонённая полем в 1000 Oe, даст след с радиусом кривизны 3,3 м. Чтобы получить такую же кривизну для частицы, обладающей энергией 10^9 eV, необходимо поле в 10^4 Oe. При исследованиях в области космических лучей, где приходится иметь дело с частицами весьма высоких энергий, необходимо применение очень больших полей. Поэтому на конструирование магнита и разработку мер против нагревания камеры должно быть обращено серьёзное внимание. Некоторые данные о магнитах, применяемых при изучении космических лучей, были уже приведены в III, § 6. Здесь мы остановимся на методах промера следов с очень малой кривизной и на ошибках в определении импульса и энергии частиц, происходящих из-за ложных искривлений в камере.

Как уже отмечалось выше, промеры следов выполняются с помощью репроекции двух изображений обратно в пространство объекта. Если P и P' — два стереоскопических изображения одной и той же точки O , то при репроекции положение этой точки в пространстве объекта будет лежать на пересечении линий PL и $P'L'$, где L и L' — оптические центры объективов. Пользуясь этим, можно в пространстве объекта построить проволочную модель следа в натуральную величину. На практике обычно пользуются стрелками A , B , C и т. д., укреплёнными на шарнирах перед фотоаппаратом. Передвигая одну из этих стрелок, можно привести её конец к совпадению с точкой пересечения линий PL и $P'L'$ и получить, таким образом, положение точки O .

Произведя подобные операции для нескольких других точек, можно затем концы всех стрелок спроектировать на экран и выполнить на нём все необходимые измерения.

*) J. B. Hoag, Electron and Nuclear Physics (D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1938), стр. 464 — 466.

При работе с камерой, управляемой счётчиками, когда следы лежат в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю и, следовательно, оси симметрии оптической системы, процесс измерения упрощается тем, что репроекция изображений производится на экран, перпендикулярный к направлению линий магнитного поля. Вращением экрана вокруг его вертикальной и горизонтальной осей оба изображения могут быть приведены в точное совпадение. Координаты точек следа, полученного указанным способом, промеряются затем микроскопом с микрометрическим окуляром, после чего наносятся на бумагу, где и производится определение ρ . Описанный метод применялся Блеккетом (1936), Андерсоном (1933) и другими авторами.

Вместо микроскопа Джонс и Юз (1940) использовали специальное приспособление, изображённое на рис. 17. Спроектированный след пересекает имеющуюся на этом приборе прямую линию DE в двух точках A и C . Прогиб средней части следа находится перемещением диска, укреплённого на подвижной платформе, до тех пор, пока его край не совпадёт со следом. Отсчёт делается по микрометрическому винту, которым передвигается платформа, и может быть выполнен с точностью до 0,005 см. Эта величина определяет вместе с тем и наименьшее отклонение (стрелу прогиба), которое удаётся измерить на этом приборе. При длине следа в 20 см и магнитном поле 16 000 эрстед указанное смещение соответствует энергии частицы в $5 \cdot 10^{10}$ eV. Значение ρ , определённое этим методом, хорошо согласуется с теми результатами, которые получаются при измерениях по методу, описанному выше. Для обработки следов, обладающих меньшей кривизной, разработан другой метод, имеющий некоторые преимущества в отношении скорости промера и его точности. Основан он на замечательной способности глаза оценивать прямолинейность при взгляде на линию вдоль её длины. При работе по этому методу кривизна, посредством какого-либо оптического устройства, компенсируется настолько, чтобы репроекция следа превратилась в прямую линию, причём собственно промер сводится к правильной оценке прямолинейности. Практически это осуществляется тем, что, как и раньше, на белом экране получают репроекцию следа, после чего перед объективами фотоаппарата помещается устройство, производящее нужное изменение кривизны. Для следов очень малой кривизны в качестве такого устройства вполне достаточно применения наклонной плоскопараллельной стеклянной пластинки [Блеккетт и Броде (1936)]. Для промеров следов средней кривизны можно воспользоваться ахро-

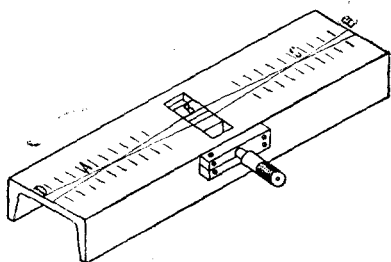


Рис. 17. Прибор для быстрого измерения радиуса кривизны.

матической призмой. При малых искривлениях добавочная кривизна $1/\rho$, вносимая такой призмой в изображение прямой линии, равняется

$$\rho = \rho_0 \operatorname{cosec} \theta, \quad (\text{IV}, 8)$$

где θ — угол между прямой и главной плоскостью призмы. Чтобы определить кривизну следа, необходимо измерить угол θ , при котором изображение следа на экране получается в виде прямой линии. Точность оценки прямолинейности возрастает с уменьшением угла, под которым наблюдатель смотрит на экран. Применяя экраны, покрытые MgO , и используя сильное освещение, можно понизить этот угол до 2—3 градусов. Установка вначале калибруется посредством промеров линий известной кривизны, откуда определяется ρ_0 . После того как это сделано, величина ρ , соответствующая определённому значению θ , может быть найдена непосредственно по (IV, 8) или же из градуировочной кривой зависимости ρ от θ .

Теория вопроса об искажении, производимом комбинацией линз и призмы, очень сложна. Когда призма находится в положении, соответствующем углу наименьшего отклонения, радиус кривизны ρ , обусловленный действием призмы, согласно Рору (1920), выражается следующей формулой:

$$\rho_0 = \frac{\mu f (1 - \mu^2 \sin^2 \alpha)^{1/2}}{2(\mu^2 - 1) \sin \alpha}, \quad (\text{IV}, 9)$$

где μ — показатель преломления призмы, 2α — её преломляющий угол, f — фокусное расстояние применяемого объектива.

Работая с объективом $f = 35$ мм (относительное отверстие 1:2) при увеличении 1/5,6 и помещая ахроматическую призму (углы: крон — 29° , флинт — 16°) перед объективами нормально к оси, Блеккетт (1937) измерял радиусы кривизны до 0,33 м, причём вероятная ошибка составляла 0,0016 м.

Максимальная энергия, которую можно измерить, зависит от точности определения кривизны, которая при малой кривизне в свою очередь зависит от того, насколько точно промеряется стрела прогиба d следа определённой длины l . Если ρ — радиус кривизны, то математическое выражение зависимости между интересующими нас величинами даётся следующими формулами:

$$\rho = \frac{l^2}{8d} \quad \text{и} \quad \rho c = 300 H l^2 / 8d. \quad (\text{IV}, 10)$$

Вследствие искажения следов, вызываемого движением газа и другими факторами, о которых говорилось в предшествующих разделах, следы даже в отсутствии магнитного поля всегда имеют некоторую кривизну. Влияние указанных искажений показано на рис. 18, заимствованном из работы Юза (1940). На этой фигуре изображён график распределения 110 следов, снятых в отсутствии магнитного поля, в зависимости от величины стрелы прогиба d . Подобные промеры

кривизны следов, снятых в отсутствии магнитного поля, позволяют оценить вероятную ошибку в определении d . В данном случае она составляет 0,012 см. Стрела прогиба, соответствующая частицам разной энергии, может быть вычислена из (IV, 10). Зная вероятную ошибку в измерении d , можно вычислить ошибку в определении энергии. В рассматриваемом случае поле равнялось 12400 эрстед и $l=20$ см, следовательно, величина d для частиц с энергией 10^9 и 10^{10} eV соответственно равна 0,186 и 0,0186 см. При наличии указанной выше вероятной ошибки в определении d (0,012 см) это означает, что ошибка в определении энергии частиц составит 6% для $E=10^9$ eV, 66% для $E=10^{10}$ eV и 100% для частиц с энергией $2 \cdot 10^{10}$ eV. Эти цифры представляют максимальную энергию, которая может быть измерена указанным методом.

Измерения изменений импульса p . Другой важной физической величиной, которая может быть определена методом камеры Вильсона, является изменение импульса частицы. Двигаясь в материальной среде, частица вследствие ионизации, потерь на излучение и т. д. непрерывно расходует свою энергию, в связи с чем величина $H\rho$ постепенно меняется вдоль следа.

В среде с малой плотностью все виды потерь, отнесённые к одному сантиметру пути, очень малы, и изменение ρ от одной точки следа к другой едва различимо, так что частица сохраняет постоянную (среднюю) кривизну на довольно большом участке следа. Поэтому в камере с магнитным полем, где эти условия как раз имеют место, можно с достаточным основанием считать кривизну следа постоянной.

Однако в материалах большой плотности (например, Pb, Au) удельные потери (зависящие, кроме того, от природы частицы) значительно выше. Поэтому, если внутри камеры на пути частицы поместить свинцовую пластину толщиной в 1—2 см, кривизна следа по обе стороны пластины будет, вообще говоря, различной. Именно, часть следа, расположенная со стороны входа частицы в свинец, будет иметь мень-

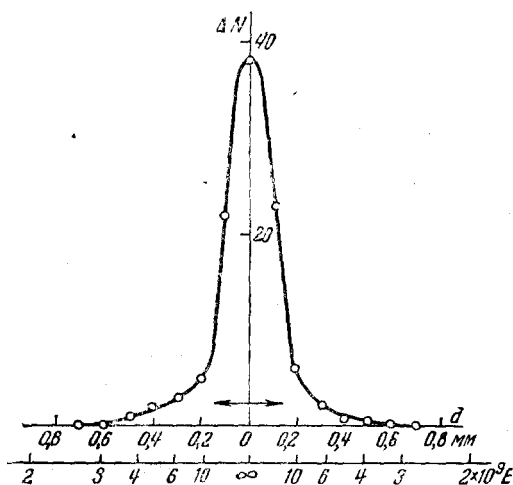


Рис. 18. Искривления следов, вызываемые искажениями внутри камеры (в отсутствии магнитного поля). Распределение следов по величине стрелы прогиба.

шую кривизну, чем его часть, лежащая со стороны выхода из свинца. Из измерения кривизны следа частицы до и после прохождения ею свинца можно, используя (IV, 1), определить потерю импульса

$$c(dp/dx) = 300ZH(dp/dx). \quad (\text{IV}, 11)$$

В том случае, когда энергия частиц невелика, необходимо обращать особое внимание на правильный выбор толщины пластины, так как при очень большом различии в кривизне следа с разных сторон пластины точность измерения ρ уменьшается, а вместе с этим уменьшается и точность в определении потери импульса.

Помещение внутрь камеры пластины значительно увеличивает искажения. Так как при этом характер искажения в обеих половинах камеры различен, то определение искажения должно быть сделано для каждой из них в отдельности. Обычно для этой цели в каждой серии опытов после некоторого числа снимков магнитное поле выключается и делается снимок без поля. Из промеров этих снимков для каждой из половин камеры находятся кривые искажений, дающие для данной серии измерений ошибку в кривизне в зависимости от положения в камере. Вследствие различия в поведении обеих половин камеры иногда может наблюдаться кажущееся увеличение импульса после прохождения частицы через свинец и даже изменение знака её заряда. Поэтому выяснение возможных ошибок в определении кривизны является задачей первостепенной важности.

Получаемое в опытах с камерой Вильсона, находящейся в магнитном поле, различие в кривизне следа по обеим сторонам пластины сразу указывает направление движения частицы, а следовательно, и знак её заряда. Андерсон открыл позитрон (1933) именно этим методом.

§ 3. Пробег

Пробег является весьма важной характеристикой частицы, так как при исследованиях в области ядерной физики природа и энергия частицы во многих случаях определяются из наблюдения её пробега внутри камеры Вильсона. Обычно принято пробег частицы относить к сухому воздуху при 15°C и давлении 76 см Hg , измеряемом при стандартных барометрических условиях (уровень моря на широте 45° при 0°C). При одинаковых условиях тормозная способность водяных паров по отношению к воздуху принимается равной $0,74$. Поправки на температуру, давление, влажность и широту места в некоторых случаях могут достигать значительной величины и должны поэтому тщательно учитываться.

Для быстрого определения пробега в воздухе поступают следующим образом. На плёнке измеряется длина L_0 изображения следа полнопробежной альфа-частицы, которая в воздухе при 15°C и при 760 мм Hg имеет пробег R_0 . Тогда если L_a — кажущаяся длина не-

которого следа, то его пробег R_a , приведённый к воздуху, будет равен

$$R_a = L_a (R_0/L_0), \quad (\text{IV}, 12)$$

в предположении, что тормозная способность газовой смеси относительно воздуха одинакова вдоль всего пробега.

К сожалению, точное определение величины пробега связано с трудностями, возникающими вследствие поглощения частиц в самом источнике, а также из-за разброса пробегов. Резерфорд, Уорд и Льюис (1931) установили, что появление на источнике малейшего налёта снижает величину среднего пробега 9 см альфа-частиц примерно 0,3 мм.

Вследствие флуктуации в числе столкновений первоначально однородный пучок после прохождения через некоторую толщину поглотителя становится неоднородным. Если частицы при прохождении слоя вещества имеют в среднем по n столкновений, флуктуация в числе столкновений будет порядка $n^{1/2}$, а флуктуация в энергии отдельных частиц после прохождения через поглотитель — $n^{1/2}I$, где I — средняя энергия, затрачиваемая на образование пары ионов. В действительности, наряду с флуктуациями в числе соударений, имеются также флуктуации и в I . Вследствие этого пробеги отдельных частиц однородного пучка не одинаковы, а распределяются около среднего значения по закону Гаусса.

Изучением разброса пробегов альфа-частиц методом камеры Вильсона занимались Кюри (1923), Мейтнер (1926), Физер и Ниммо (1929) и Фрайтаг. Для этой цели в камеру Вильсона вводился узкий, горизонтальный пучок однородных альфа-частиц. Следы этих частиц фотографировались, после чего измерялись пробеги и определялся их разброс. Результаты измерений показывают, что разброс пробегов хорошо следует распределению Гаусса:

$$p(R) dR = \frac{\alpha}{\pi^{1/2}} e^{-\alpha^2 (R - R_0)^2} dR, \quad (\text{IV}, 13)$$

где R_0 — средний пробег, α — линейный параметр разброса, зависящий от свойств частиц и среды, а $p(R) dR$ — вероятность появления частиц с пробегом, лежащим между R и $R + dR$.

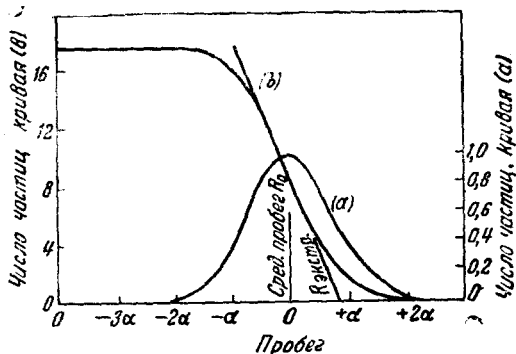


Рис. 19. К определению среднего и экстраполированного пробегов: а) — дифференциальная кривая распределения пробегов [$p(R) dR$], б) — интегральная кривая [$P(R)$].

Дифференциальная кривая распределения по пробегам приведена на рис. 19 (кривая *a*). Расстояние, до которого доходит половина всех частиц, называется «средним пробегом». Понятие среднего пробега имеет смысл в случае полной однородности начального пучка (как это имеет место у некоторых радиоактивных веществ) и при бесконечно тонком источнике (чтобы не было поглощения в самом источнике). Искусственно-радиоактивные источники по соображениям интенсивности должны иметь достаточную толщину. Так как энергия вылетающих частиц, кроме того, зависит от угла вылета, то в этом случае пучок с самого начала неоднороден. Для определения пробега большее значение имеют быстрые частицы, в связи с чем пользуются понятием так называемого экстраполированного пробега.

Экстраполированный пробег легко получить из интегральной кривой распределения частиц по пробегам, т. е. из кривой, дающей число частиц $P(R)$ (ордината), имеющих пробег больше заданного (абсцисса). Эта кривая выражается формулой

$$P(R) = \int_R^{\infty} p(R) dR = \frac{1}{2} [1 - \Phi \{ \alpha (R - R_0) \}], \quad (\text{IV}, 14)$$

где Φ — интеграл ошибок. Она имеет вид, показанный на том же рис. 19 (кривая *b*). Экстраполированный пробег определяется точкой пересечения касательной к наиболее крутой части кривой *b* с осью абсцисс.

Так как наиболее крутой участок интегральной кривой $P(R)$ находится при $R = R_0$, то легко показать, что

$$R_{\text{экстр}} = R_0 + \frac{1}{2} \frac{\pi^{1/2}}{\alpha} = R_0 + S. \quad (\text{IV}, 15)$$

Разница между средним и экстраполированным пробегом измерена для альфа-частиц ThC' и RaC' . Хорошее согласие результатов этих опытов с результатами вычислений, особенно в области больших энергий, позволяет использовать расчётные значения S для определения среднего пробега R_0 по измеренному экстраполированному пробегу $R_{\text{экстр}}$. Разброс пробегов альфа-частиц меняется от 1,2% их полного пробега при энергии 4 MeV до 0,85% при энергии 50 MeV. Величины S для альфа-частиц и протонов разных энергий даны Ливингстоном и Бете (1937). (См. также в этой связи приложение 3 б, где даётся вывод приближённого соотношения пробег — скорость и где показано, что пробег частиц приближённо пропорционален M/Z^2 и скорости.)

Следует отметить, однако, что даваемое теорией соотношение пробег — энергия не является вполне точным. Причинами этого являются, во-первых, многократные изменения заряда частицы на нескольких последних сантиметрах её пути (вследствие чередующихся потери и захвата электронов) и, во-вторых, неопределённость величины среднего потенциала возбуждения I .

Вследствие указанных трудностей Ливингстон и Бете предложили следующий метод для установления условной шкалы пробег — энергия. Средняя энергия возбуждения I и константа, входящая в $(V, 1)$, подбираются так, чтобы теоретически вычисленный пробег в среднем совпал с наблюдаемым пробегом отдельных групп альфа-частиц, энергии которых могут быть определены с большой точностью из их кривизны в магнитном поле (Резерфорд, Льюис и Боуден (1933)). Этим путём можно определить соотношение пробег — энергия в интервале от 5,3 до 11,5 MeV. Для альфа-частиц и протонов более низких энергий, где теория гораздо менее удовлетворительна, используются экспериментальные данные Ли (1932, а), (1932, б). При более высоких энергиях, наоборот, можно пользоваться теоретическим соотношением, так как в этой области теория более надежна. Полученные этим способом кривые пробег — энергия для альфа-частиц и протонов с максимальной энергией до 15 MeV даны Ливингстоном и Бете. Для определения энергии, соответствующей некоторому пробегу, этими данными обычно и пользуются.

В таблицах, приведённых в приложении, даются значения пробегов и соответствующие им скорости и энергии для альфа-частиц, протонов и электронов. Пользуясь этими таблицами, по измеренному пробегу в камере Вильсона можно определить скорость и энергию частицы. В таблице XIV указаны значения величины $RZ^2/m/M$, как функции от $\beta/(1 - \beta^2)^{1/2}$. Эти результаты имеют общий характер и могут быть применены к любой тяжёлой частице.

§ 4. Определение массы частиц по данным камеры Вильсона

Кинетическая энергия тяжёлых заряженных частиц редко превышает несколько миллионов электрон-вольт и, следовательно, в сравнении с энергией покоя является малой величиной. Скорость частицы мала в сравнении со скоростью света c и меняется обратно пропорционально массе частицы:

$$\beta = \frac{pc}{(p^2c^2 + M^2c^4)^{1/2}} \approx \frac{pc}{Mc^2}. \quad (\text{IV}, 16)$$

Плотность ионизации таких сравнительно медленных частиц меняется как обратная величина квадрата скорости, вследствие чего ионизирующие способности частиц разной массы сильно отличаются, даже если их кинетические энергии сравнимы между собою. Поэтому природа частицы может быть определена из рассмотрения плотности ионизации вдоль её следа в камере Вильсона.

Энергия космических частиц сравнима или даже превосходит энергию покоя. В этом случае скорости частиц всех видов — электронов, мезотронов или протонов — близки к скорости света, и плотность производимой ими ионизации приблизительно одинакова. В связи с этим

определение массы частиц, обладающих столь высокими энергиями, становится весьма трудной задачей. Другие, обычно применяемые методы определения массы, например по отклонению в электростатическом или магнитном поле, также становятся ненадёжными.

Ниже описываются сравнительно недавно разработанные методы определения массы быстрых космических частиц по данным камеры Вильсона. Эти методы применялись, главным образом, для определения массы новой частицы — мезона, причём оказалось, что значения массы, полученные разными из этих методов, не согласуются между собою. Причина указанных расхождений может заключаться в несовершенстве экспериментальных методов, о чём будет сказано ниже, однако не исключена возможность и того, что в космических лучах имеются мезоны, обладающие различной массой покоя.

Масса частицы может быть определена методом камеры Вильсона из измерения следующих величин:

- а) удельной ионизации I и величины $H\rho$,
- б) удельной ионизации I и пробега R ,
- в) пробега R и величины $H\rho$,
- г) по изменению импульса частицы $d(H\rho)/dx$ при прохождении ею поглощающей пластины внутри камеры Вильсона и, наконец,
- д) из наблюдений упругих соударений падающей частицы с электроном.

а) Определение массы по удельной ионизации и кривизне в магнитном поле. При некоторых предположениях (см. приложение 3а) удельная потеря энергии ($-dE/dx$), обуславливаемая ионизацией, не зависит от массы и является функцией только скорости частицы. Вид этой функции даётся уравнением (V, 9) в приложении 3.

Вообще мы можем положить:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = f\left(\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}}\right). \quad (\text{IV}, 17).$$

Значения величины ($-dE/dx$), вычисленной в функции аргумента $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$, приведены в таблице XXIII. На рис. 20 данные этой таблицы изображены графически (кривая 1).

Способ определения числа ионов, образующихся на одном сантиметре следа, был подробно рассмотрен в § 1 этой главы (метод запаздывающего расширения). Для плотных (неразмытых) следов число первичных ионов может быть определено косвенным способом, предложенным Вильямсом (1939, 6). Если I_0 — средняя удельная ионизация, то средний свободный пробег между двумя последовательными столкновениями равен I/I_0 . На наблюдаемой в камере длине следа L уложится $I_0 L$ таких средних пробегов. Вероятность P , что на длине следа L окажется разрыв величиною в l см, даётся выражением:

$$p = I_0 L e^{-I_0 l}. \quad (\text{IV}, 18)$$

Следовательно, наблюдая число имеющихся на длине следа разрывов, больших чем l , можно с помощью уравнения (IV, 18) определить величину I_0 . По найденному таким способом значению I_0 (число пар ионов, образующихся на одном сантиметре пути частицы) определяется удельная потеря энергии ($-dE/dx$), считая, что на образование одной пары ионов затрачивается 32 эВ.

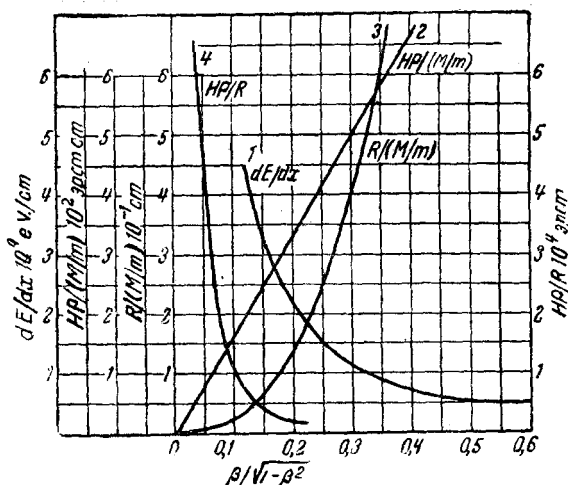


Рис. 20. Кривые зависимости величин dE/dx , $H\rho | \frac{M}{m}$, $R | \frac{M}{m}$ и $H\rho/R$ от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$.

Для определения массы, кроме удельной ионизации, необходимо также измерение кривизны следа. Следует, однако, отметить, что для точного промера кривизны необходимо, чтобы след был резким в то время, как определение ($-dE/dx$), производимое путём подсчёта капелек, наоборот, требует некоторой его размытости. Поэтому одновременное определение каждой из этих двух величин не может быть выполнено с достаточно большой точностью.

Полагая $Z=1$, из уравнения (IV, 1) имеем:

$$\frac{M}{m} = \frac{eH\rho}{mc^2} : \frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} = \frac{H\rho}{1704} : \frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}}, \quad (\text{IV}, 19)$$

где $H\rho$ выражено в эрстед·см, а M/m — неизвестная масса частицы, выраженная через массу электрона. Следовательно, если из измерения dE/dx найдена величина $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$, то приведенная формула позволяет сразу определить массу частицы по полученному значению $H\rho$.

График зависимости величины $H\rho/\frac{M}{m}$ от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ приведён на рис. 20 (кривая (2)). По измеренным значениям dE/dx и $H\rho$ эта кривая позволяет определить величину M/m непосредственно без каких-либо вычислений.

В нижеследующей таблице XIII даются результаты некоторых определений массы мезона, выполненных по этому методу

Таблица XIII

Значения массы мезона, найденные из измерения
удельной ионизации и $H\rho$

Автор	$-dE/dx$ на см воздуха в 10^8 eV	$H\rho$ в 10^5 эрстед·см	M/m из кривых 1 и 2
Вильямс и Пикап (1938) . .	12,5	1,1	230
Стрит и Стивенсон (1937) . .	7,5	1,47	210
Юз (1941)	15,0	0,96	230
Броде, Макферсон и Старр (1936)	12,5	1,00	214
Андерсон	25,0	0,55	184
Андерсон и Недермайер (1936)	25,0	0,60	200
	7,5	2,5	370

б) Определение массы по пробегу и удельной ионизации. У частиц, масса которых много больше массы электрона, потери на излучение относительно малы даже при очень больших энергиях ($\beta = 0,9$) и в веществах с большим атомным номером ($Z = 82$). так, например, радиационные потери мезотрона, имеющего энергию $1,5 \cdot 10^8$ eV на 1 см пути в свинце, составляют

$$(\delta E)_{\text{рад}} = \frac{\ln 2E}{200^2 \cdot 0,5} \approx 0,01 \text{ MeV},$$

тогда как ионизационные потери в той же толще свинца равны 10 MeV. Таким образом, полная потеря энергии у тяжёлых частиц определяется, главным образом, их ионизационными потерями. При этом условии пробег частицы R может быть выражен, как это показано в приложениях 3а и б формулой следующего вида:

$$R = \frac{M}{m} g \left(\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right), \quad (\text{IV}, 20)$$

где Z положено равным единице. Из этой формулы видно, что величина $R/\frac{M}{m}$ является функцией только от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$. Величины $R/\frac{M}{m}$, соответствующие различным значениям $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$, даны в таблице XXIV. Зависимость этих величин графически изображается кривой (3) на рис. 20, которая применима к тяжёлым частицам любой массы. Поль-

зуясь ею, можно по найденным пробегу и величине $\beta/(1 - \beta^2)^{1/2}$ определить массу частицы через массу электрона.

Как уже указывалось, удельная ионизация $-dE/dx$ однозначно определяет величину $\beta/(1 - \beta^2)^{1/2}$. Следовательно, одновременное измерение в камере Вильсона пробега и удельной ионизации позволяет определить массу частицы. Описанный метод не является, однако, особенно точным, вследствие того, что измерения как ионизации, так и пробега дают обычно заниженные значения этих величин. Обе ошибки действуют в одном направлении, поэтому этот метод даёт нижний предел массы частицы.

В таблице XIV в качестве примера приводятся данные разных авторов (см. ссылки в работе Вилера и Ладенбурга (1942) о массе мезона, найденной по этому методу).

Таблица XIV

Масса мезона, найденная из измерений пробега и удельной ионизации

Автор	$-dE/dx$ на 1 см возд. в 10^3 eV	$R/\frac{M}{m}$, получена из кривых 1 и 2 рис. 20	R в см воздуха (наблюд.)	$\frac{M}{m}$
Броде, Макферсон и Старр (1936) . .	25,0	0,11	> 18	> 167
Корсон и Броде (1938)	13,7	0,29	> 15	> 50
Стрит и Стивенсон (1936)	15,0	0,25	> 7	> 28
Андерсон и Недер- мейер (1936) . . .	25,0	0,11	< 8	< 73

в) Определение массы по кривизне следа и пробегу. Величина $H\rho$ и пробег R , взятые в отдельности, не могут определить скорость частицы. Но отношение этих величин $H\rho/R$ является функцией скорости и может быть вычислено теоретически.

Из (IV,19) мы имеем:

$$H\rho = 1704 \frac{M}{m} \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}}$$

и из (IV,20):

$$R = \frac{M}{m} g \left(\frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \right).$$

Следовательно,

$$\frac{H\rho}{R} = 1704 \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} / g \left(\frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \right) = h [\beta / (1 - \beta^2)^{1/2}] \quad (\text{IV,21})$$

где $H\rho$ выражено в эрстед·см, а R — в см воздуха. Функцию $h[\beta/(1-\beta^2)^{1/2}]$ легко вычислить. Вычисленные её значения изображены графически на кривой 4 рис. 20. Таким образом, по измеренным значениям $H\rho$ и R можно по кривой 4 найти соответствующую им величину $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ и затем из (IV,19) или (IV,20) определить M/m .

Из всех описанных здесь методов определения массы, последний является наиболее точным, так как кривизна и пробег могут быть довольно надёжно определены из промеров резких следов. Однако часто измерения позволяют установить только нижнюю границу пробега. В этих случаях указанный метод даёт только верхний предел массы частицы. В таблице XV приведены значения массы мезотрона (M/m), полученные разными авторами по измерениям кривизны и пробега. Достаточно хорошее согласие полученных результатов подтверждает точность этого метода.

Таблица XV

Масса мезотрона, найденная из измерений кривизны и пробега

Автор	$H\rho$ в 10^4 эрстед·см	R в см воздуха	$\frac{H\rho}{R} \cdot 10^{-3}$	$\frac{H\rho}{M/m} \cdot 10^{-2}$	M/m
Броде, Макферсон и Старр (1936)	5,5	> 18	$< 3,06$	$> 2,7$	< 204
Корсон и Броде (1938) Нишица и Такеучи (1937)	5,5	> 4	$< 13,5$	$> 1,55$	< 350
Андерсон и Недер- мейер (1936)	3,87	6,5	5,95	2,1	184
	1,74	770	0,226		220

г) Определение массы по изменению кривизны. В главе IV, § 2 был описан метод измерения потери импульса частицы, основанный на применении металлических перегородок внутри камеры Вильсона. Величина изменения импульса является важным параметром, позволяющим определить массу частицы. Этот метод был использован Корсоном и Броде (1938) и подробно рассмотрен Вилером и Ладенбургом (1941).

Из уравнений (IV,11) и (V,11) при $Z=1$ мы имеем:

$$\frac{d(H\rho)}{dx} = \frac{1}{300} c \frac{dp}{dx} = \frac{1}{300} \frac{1}{\beta} \frac{dE}{dx} = i [\beta (1 - \beta^2)^{1/2}]. \quad (\text{IV},22)$$

Так как зависимость $(dE/dx)_{\text{ион}}$ от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ известна (V,9), то приведенное уравнение позволяет вычислить величину $d(H\rho)/dx$, соответствующую некоторому заданному значению $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$. Полученные этим способом значения $d(H\rho)/dx$ приведены в таблице XXV

и графически изображены на рис. 21. Пользуясь этой кривой, по измеренному значению $d(H\rho)/dx$ можно найти соответствующее ему $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ и затем из уравнения (IV,19) определить массу ча-

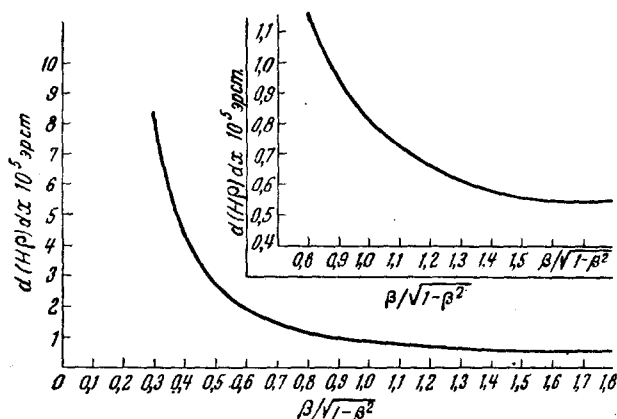


Рис. 21. Кривая зависимости величины $d(H\rho)/dx$ от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$.

стицы M/m . Значения массы мезотрона, полученные этим методом Андерсоном и Недермейером (1936), приводятся в таблице XVI.

д) Определение массы из наблюдений упругих соударений. Метод определения массы по данным, полученным из наблюдения упругого соударения частицы с электроном, является наиболее прямым. В приложении За показано, что если T — кинетическая энергия, передаваемая электрону при столкновении с первичной частицей массы M и импульса p , а θ — угол между направлениями движения первичной частицы и выбитого электрона, то имеет место следующее соотношение:

Таблица XVI

Масса мезотрона, полученная из измерений изменения кривизны

$(H\rho)_{\text{ср}}$ в 10^5 эрст. · см	$\frac{d(H\rho)}{dx} \cdot 10^{-5}$	M/m
3,27	0,67	161
2,20	2,67	250
6,15	0,522	226

$$T = 2mc^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \theta}{\{mc^2 + (p^2 c^2 + M^2 c^4)^{1/2}\}^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta}. \quad (\text{IV, 23})$$

Следы первичной частицы и вторичного электрона наблюдаются с помощью камеры Вильсона, помещённой в сильное магнитное поле. Величины p и T , найденные из измерения кривизны первичной частицы и вторичного электрона, и угол θ позволяют определить массу M первичной частицы.

По сравнению с ранее описанными, преимущество этого метода состоит в том, что он базируется на основных законах физики — законах сохранения энергии и импульса, тогда как в предыдущих методах используются формулы, имеющие ограниченное значение. Однако применимость этого метода ограничивается тем, что упругие столкновения частиц с электронами происходят крайне редко. Недавно Юз (1941) и Лэпренс-Ринге с сотрудниками (1941) получили фотографии упругих столкновений мезотрона с электроном. Масса первичных частиц, найденная по этим снимкам с помощью описанного метода, соответственно составляет 180 *m* и 240 *m*.

V. ПРИЛОЖЕНИЯ

§ 1. Давление паров воды и этилового спирта при различных температурах и разных составах смесей

Таблица XVII

Давление водяных паров и паров этилового спирта при разных температурах (L andolt und Bornstein, Phys. Chem. Tabellen)

Температура в градусах С	Давление в мм Hg		Температура в градусах С	Давление в мм Hg	
	вода	этиловый спирт		вода	этиловый спирт
35	42,188		5	6,54	17,70
30	31,834	78,41	4	6,01	16,62
28	28,35	70,09	3	5,68	15,69
25	23,76	59,03	2	5,29	14,60
24	22,38	55,70	1	4,92	13,65
23	21,07	52,54	0	4,58	12,73
22	19,83	49,54	—1	4,25	
21	18,65	46,69	—2	3,95	
20	17,54	44,00	—2,8		9,49
19	16,48	41,45	—3,0	3,67	
18	15,48	39,05	—4,0	3,40	
17	14,53	36,77	—5,0	3,16	
16	13,64	34,62	—6,0	2,93	
15	12,79	32,60	—7,0	2,71	
14	11,99	30,69	—8,0	2,51	
13	11,23	28,89	—9,0	2,32	
12	10,52	27,19	—10,0	2,14	6,47
11	9,84	25,59	—10,6		5,20
10	9,21	24,08	—11,0	1,98	
9	8,61	22,66	—12,0	1,83	
8	8,05	21,31	—13,0	1,68	
7	7,51	20,04	—16,5		3,23
6	7,01	18,84	—24,6		1,72

Таблица XVIII

Давление паров спирта и паров воды при разных
концентрациях смеси вода — этиловый спирт

Процентное содержание этилового спирта (по весу)	Парциальное давление паров в мм Hg			
	20°C		40°C	
	Вода	Этиловый спирт	Вода	Этиловый спирт
0	17,5	0,0	54,3	0,0
10	16,8	6,7	51,6	26,9
20	15,9	12,6	47,6	43,5
30	15,1	17,1	46,2	54,7
40	14,7	20,7	45,5	62,5
50	14,5	23,5	44,6	68,2
60	14,1	25,6	42,9	74,8
70	13,1	28,0	40,5	82,8
80	11,3	31,2	35,9	91,8
90	7,5	35,8	24,7	106,4
98	1,9	42,4	6,5	123,0
100	0,0	43,6	0,0	134,0

Таблица XIX

Значения величины C_p/C_v

Вещество	$k = C_p/C_v$	Вещество	$k = C_p/C_v$
Воздух	1,401	Метиловый спирт . . .	1,256
Аргон	1,667	Этиловый спирт . . .	1,133
CO ₂	1,300	Водяные пары	1,305

§ 2. Энергия, пробег, скорость и величина $H\rho$ для электронов, протонов и альфа-частиц

Таблица XX

Энергия, пробег, скорость и магнитная кривизна для электронов

β	p/Mc или $\beta(1 - \beta^2)^{1/2}$	Энергия в MeV	$H\rho$ в 10^6 эрстед·см	Пробег в см возд. при 76 см Hg и 15° C	Пробег в г/см ² Al
0,10	0,1005	0,00257	0,00171	0,04	0,00005
0,15	0,1517	0,00584	0,00258		
0,20	0,2042	0,01053	0,00348	0,23	0,00027
0,25	0,2582	0,01675	0,00440		
0,30	0,3145	0,02466	0,00536	1,00	0,0012
0,35	0,3736	0,03448	0,00636		
0,40	0,4364	0,04652	0,00743	3,40	0,0041
0,45	0,5039	0,06117	0,00858		
0,50	0,5773	0,07900	0,00893	7,3	0,0087
0,525	0,6168	0,08934	0,01051		
0,550	0,6585	0,1008	0,01122		
0,575	0,7276	0,1135	0,01197		
0,600	0,750	0,1277	0,01278	17,9	0,0215
0,625	0,800	0,1435	0,01365		
0,650	0,8554	0,1613	0,01458		
0,675	0,915	0,1815	0,01559		
0,700	0,980	0,2044	0,01670	37,5	0,045
0,725	1,052	0,2308	0,01793		
0,750	1,134	0,2614	0,01931		
0,775	1,23	0,2984	0,02089		
0,800	1,33	0,3404	0,02271	83,0	0,10
0,810	1,38	0,3602	0,02353		
0,820	1,43	0,3816	0,02440		
0,830	1,49	0,4049	0,02535		
0,840	1,55	0,4305	0,02637		
0,850	1,61	0,4587	0,02749		
0,860	1,69	0,4901	0,02871		
0,870	1,77	0,5251	0,03006		
0,880	1,85	0,5645	0,03156		
0,890	1,95	0,6093	0,03325		
0,900	2,06	0,6609	0,03517	217,0	0,26
0,910	2,195	0,7230	0,03739		
0,920	2,34	0,7923	0,03999		
0,930	2,53	0,8787	0,04310		
0,940	2,76	0,9861	0,04693		
0,950	3,04	1,125	0,05182	437,0	0,525
0,960	3,43	1,313	0,05842		
0,970	3,98	1,590	0,06797		
0,980	4,93	2,056	0,08389	860,0	1,03
0,990	7,018	3,109	0,11950	1300,0	1,57
0,995	9,962	4,602	0,16970		
0,996	11,147	5,204	0,19060		
0,997	12,881	6,087	0,21940		
0,998	15,788	7,568	0,26390		
0,999	22,344	10,911	0,38060		

Таблица ХХІ

Энергия, пробег и скорость для альфа-частиц

Скорость в 10^9 см/сек	$\beta \cdot 10^3$	P/Mc или $\beta (1 - \beta^2)^{1/2}$	Энергия в MeV	$H\rho$ в 10^5 эрстед·см	Пробег в см воздуха при 76 см Hg и 15° C
0,75	0,626	0,0249	1,167	1,555	0,55
0,80	0,712	0,0266	1,328	1,659	0,62
0,85	0,804	0,0282	1,499	1,763	0,70
0,90	0,901	0,030	1,681	1,867	0,90
0,95	1,004	0,0316	1,873	1,971	0,91
1,00	1,113	0,0332	2,075	2,074	1,04
1,05	1,227	0,0348	2,288	2,178	1,18
1,10	1,346	0,0366	2,511	2,282	1,32
1,15	1,471	0,0382	2,745	2,386	1,48
1,20	1,602	0,0398	2,989	2,490	1,67
1,25	1,739	0,0415	3,244	2,594	1,87
1,30	1,881	0,0432	3,509	2,698	2,09
1,35	2,028	0,0447	3,785	2,802	2,33
1,40	2,181	0,0464	4,071	2,906	2,58
1,45	2,340	0,0480	4,368	3,010	2,86
1,50	2,504	0,0497	4,674	3,114	3,17
1,55	2,673	0,0515	4,991	3,218	3,50
1,60	2,849	0,0531	5,319	3,322	3,85
1,65	3,029	0,0548	5,658	3,426	4,24
1,70	3,216	0,0565	6,008	3,530	4,65
1,75	3,408	0,0581	6,367	3,635	5,09
1,80	3,605	0,0598	6,737	3,739	5,57
1,85	3,808	0,0614	7,117	3,843	6,08
1,90	4,017	0,0632	7,508	3,947	6,62
1,95	4,231	0,0648	7,910	4,052	7,20
2,00	4,451	0,0666	8,322	4,156	7,82
2,05	4,677	0,0681	8,745	4,260	8,48
2,10	4,907	0,0700	9,178	4,369	9,18
2,15	5,144	0,0714	9,622	4,469	9,92
2,20	5,386	0,0730	10,077	4,574	10,71
2,25	5,633	0,0749	10,543	4,678	11,54
2,30	5,887	0,0765	11,018	4,783	12,42
2,35	6,145	0,0780	11,504	4,888	13,43
2,40	6,410	0,0800	12,001	4,992	14,32
2,45	6,680	0,0821	12,508	5,137	15,35
2,50	6,955	0,0831	13,027	5,202	16,44

Таблица XXII

Энергия, пробег и скорость для протонов

V_0 в 10^9 см/сек	$\beta^2 \cdot 10^3$	P/Mc или $\beta(1 - \beta^2)^{1/2}$	Энергия в MeV	$H\gamma$ в 10^5 эрстед·см	Пробег в см воздуха при 76 см Hg и 15° C
1,0	1,113	0,03334	0,522	1,044	0,8
1,2	1,602	0,04005	0,753	1,253	1,4
1,4	2,181	0,04675	1,025	1,463	2,3
1,6	2,849	0,05343	1,340	1,673	3,6
1,8	3,605	0,06014	1,697	1,883	5,3
2,0	4,451	0,0668	2,095	2,093	7,5
2,2	5,386	0,0737	2,536	2,304	10,4
2,4	6,410	0,0804	3,021	2,514	14,0
2,6	7,523	0,0872	3,649	2,725	18,4
2,8	8,724	0,0938	4,120	2,936	23,9
3,0	10,015	0,1008	4,734	3,148	30,4
3,2	11,395	0,1077	5,391	3,360	38,2
3,4	12,863	0,1142	6,092	3,573	47,4
3,6	14,442	0,1212	6,838	3,786	58,2
3,8	16,063	0,1280	7,628	4,000	70,5
4,0	17,804	0,1350	8,463	4,214	84,8
4,2	19,629	0,1420	9,343	4,428	101,3
4,4	21,543	0,1482	10,270	4,643	119,9
4,6	23,547	0,1558	11,240	4,858	140,8
4,8	25,638	0,1622	12,250	5,075	164,6
5,0	27,819	0,1690	13,310	5,293	191,1

§ 3. Зависимость удельной ионизации, пробега и изменения импульса от скорости частицы

а) Удельная ионизация. У быстрых частиц средняя потеря энергии на ионизацию и возбуждение выражается следующей формулой: [Росси и Грейзен (1941)]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi n e^4 Z^2}{m V^2} \left\{ \ln \frac{2mv^2 T_m}{I^2 (1 - v^2/c^2)} - 2 \frac{v^2}{c^2} \right\}, \quad (\text{V}, 1)$$

где M — масса частицы, $v = \beta c$ — её скорость, Ze — заряд, n — число электронов в 1 см³ тормозящей среды, I — средняя энергия возбуждения, равная для воздуха 11,5 Z или 82,6 eV (Вильсон (1941)), а T_m — максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана электрону при упругом столкновении. В приведённой формуле масса первичной частицы входит только в T_m , иными словами, потеря энергии практически не зависит от M .

Максимальную энергию T_m можно определить, пользуясь законом сохранения энергии и импульса. Если E — полная энергия первичной частицы, а T — кинетическая энергия, которую она при столкновении передаёт электрону, то закон сохранения энергии даёт:

$$(E - T)^2 = E_r^2 = (p_r c)^2 + M^2 c^4, \quad (\text{V}, 2)$$

где E_r и p_r — энергия и импульс первичной частицы после соударения.

Далее из закона сохранения импульса следует:

$$p_r^2 c^2 = p_e^2 c^2 + p^2 c^2 - 2pc p_e c \cos \theta, \quad (V,3)$$

где p_e — импульс электрона после столкновения, а θ — угол между направлением его вылета и траекторией первичной частицы.

Исключая с помощью этого уравнения p_r из (V,2) и выражая p_e через кинетическую энергию T электрона, получим:

$$T(E + mc^2) = pc \cos \theta [T(T + mc^2)]^{1/2}. \quad (V,4)$$

Или после упрощения:

$$T = 2mc^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \theta}{(E + mc^2)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta}, \quad (V,5)$$

откуда для максимальной энергии имеем:

$$T_m = 2mc^2 \frac{p^2 c^2}{m^2 c^2 + M^2 c^4 + 2Emc^2}. \quad (V,6)$$

При $M \gg m$ и $E \ll \left(\frac{1}{2} M/m\right) Mc^2$

$$T_m = 2mc^2 \frac{p^2}{M^2 c^2} = 2mc^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}. \quad (V,7)$$

Критическая энергия E_c , ниже которой уравнение (V,7) сохраняет силу, равна 10^{12} eV для протонов и 10^{10} eV для мезотронов с массой 200. Следовательно, можно считать, что для всех практических целей величина T_m даётся уравнением (V,7) и не зависит от массы первичной частицы, являясь функцией только её скорости.

Подставляя значение T_m из (V,7) в (V,1), получаем:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n e^4 Z^2}{m\beta^2 c^2} \left\{ \ln \frac{2m\beta^2 c^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right\}. \quad (V,8)$$

Подставляя сюда числовые значения для воздуха $n = 3,9 \cdot 10^{20}$, $I = 82,6$ eV [Вильсон (1941)] и полагая $Z = 1$, получим следующее выражение для dE/dx в eV на 1 см воздуха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2 \cdot 10^2}{\beta^2} \left\{ 9,43 + 2 \ln \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} - \beta^2 \right\}. \quad (V,9)$$

Таблица XXIII

Значения величины $(-dE/dx)$ в функции от p/Mc

p/Mc или $\beta(1 - \beta^2)^{1/2}$	$-(dE/dx)$ в 10^3 eV на см воздуха	p/Mc или $\beta(1 - \beta^2)^{1/2}$	$-(dE/dx)$ в 10^3 eV на см воздуха
0,126	45,2	0,894	3,28
0,18	25,9	1,15	2,83
0,255	14,8	1,39	2,69
0,315	10,8	1,61	2,52
0,366	8,7	2,68	2,41
0,411	7,4	4,74	2,49
0,63	4,68		

Таблица XXIV

Значения величины $RZ^2/(M/m)$ в функции от p/Mc

p/Mc или $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$	$RZ^2/(M/m)$ R выражено в 10^{-2} см возд. при норм. условиях	Примечания
0,02	0,05	По данным Ливинг- стона и Бете (1937)
0,04	0,10	
0,06	0,275	
0,08	0,70	
0,10	1,60	
0,12	3,0	
0,14	5,25	
0,16	8,40	
0,18	12,35	
0,25	21,00	
0,30	41	Из приближённой формулы Эйлера и Гейзенберга
0,35	61	
0,40	102	
0,45	183	
0,50	265	

Таблица XXV

Значения $d(Hp)/dx$ в свинце в функции от p/Mc

p/Mc или $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$	β	$d(Hp)/dx$ в 10^5 эрстед·см на 1 см. свинца
0,3	0,288	8,33
0,4	0,372	4,33
0,5	0,449	2,71
0,6	0,515	1,91
0,7	0,574	1,45
0,8	0,625	1,15
0,9	0,667	0,94
1,0	0,706	0,80
1,1	0,739	0,72
1,2	0,768	0,67
1,3	0,793	0,62
1,4	0,814	0,56
1,5	0,832	0,545
1,6	0,848	0,543
1,8	0,874	0,542

Величины $(-dE/dx)$, вычисленные для разных значений p/Mc или $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$, приводятся в таблице XXIII.

Описанный способ вычисления потери энергии справедлив для всех частиц, у которых потерями на излучение можно пренебречь. На рис. 20

величина потерь изображена графически (кривая I). Эта кривая может быть использована для определения массы частицы по производимой ею ионизации (см. IV, § 4).

б) Вычисление пробега в функции от p/Mc . В таблице XXIV даются значения $RZ/(M/m)$ в зависимости от величины p/Mc или $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$. Первые девять значений взяты из кривой Ливингстона и Бете (1937). Они получены из экспериментального определения пробега альфа-частиц и протонов. Для получения зависимости пробега быстрых космических частиц от их энергии мы используем приближенное вычисление Эйлера и Гейзенберга (1938). Пренебрегая в уравнении (V,8) слабой зависимостью dE/dx от $\ln[\beta/(1-\beta^2)^{1/2}]$, можно приближенно написать

$$-dE/dx = \frac{\alpha Z^2}{\beta^2}, \quad (V,10)$$

где $\alpha = 2,5 \cdot 10^3$ eV на 1 см воздуха. Тогда для пробега мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} R &= \int \frac{dE}{-dE/dx} = \frac{1}{\alpha Z^2} \int \beta^2 dE, \\ \text{и так как } E^2 &= p^2 c^2 + M^2 c^4, \text{ то:} \\ dE &= \frac{pc^2}{E} dp = \beta c dp. \end{aligned} \right\} \quad (V,11)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} R &= \frac{c}{\alpha Z^2} \int_0^p \beta^3 dp = \frac{c}{\alpha Z^2} \int_0^p \frac{p^3 dp}{(p^2 + M^2 c^2)^{3/2}} = \\ &= \frac{c}{\alpha Z^2} \left[\frac{2M^2 c^2 + p^2}{(M^2 c^2 + p^2)^{1/2}} \right]_0^p = \frac{Mc^2}{\alpha Z^2} \left[\frac{2 + (p/Mc)^2}{[1 + (p/Mc)^2]^{1/2}} - 2 \right]. \end{aligned} \quad (V,12)$$

График зависимости величины $RZ^2/(M/m)$ от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$ изображен на рис. 20. Эти данные могут быть использованы для определения массы частицы (см. IV, § 4).

в) Вычисление $d(H\rho)/dx$ в функции от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$. Пользуясь вычисленными значениями dE/dx , с помощью уравнения (IV,22) можно величину $d(H\rho)/dx$ легко выразить в виде функции от $\beta/(1-\beta^2)^{1/2}$. Данные, полученные этим путем, приводятся в таблице XXV.

Таким образом измерение потери импульса, происходящей при прохождении частицы через свинец, помещенный в камеру Вильсона, позволяет определить массу частицы. Примеры использования этого метода приводились в IV, § 4.

§ 4. Основные соотношения для комптоновского рассеяния γ -лучей. Элементарная теория эффекта Комптона хорошо известна. Пусть $h\nu$ и $h\nu'$ — соответственно энергия падающего и рассеянного кванта, θ и φ — углы, которые образуют рассеянный квант и электрон отдачи с направлением движения первичного кванта.

Тогда, применяя законы сохранения, можем написать:

$$h\nu = h\nu' + mc^2 \left(\frac{1}{(1 - \beta^2)^{1/2}} - 1 \right), \quad (V,13)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + \frac{m\beta c}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \cos \varphi, \quad (V,14)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - \frac{m\beta c}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \sin \varphi. \quad (V,15)$$

Вводя обозначения

$$h\nu/mc^2 = \gamma; \quad h\nu'/mc^2 = \gamma_1; \quad \frac{1}{(1 - \beta^2)^{1/2}} - 1 = T/mc^2 = \gamma_2; \quad (V,16)$$

уравнения (V,13), (V,14) и (V,15) можно переписать в такой форме:

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma_1 + \gamma_2; & \gamma &= \gamma_1 \cos \theta + (\gamma_2^2 + 2\gamma_2)^{1/2} \cos \varphi; \\ 0 &= \gamma_1 \sin \theta - (\gamma_2^2 + 2\gamma_2)^{1/2} \sin \varphi. \end{aligned} \quad (V,17)$$

Отсюда получаем:

$$\gamma_1 = \frac{\gamma}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}, \quad (V,18)$$

$$\gamma_2 = \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} = \frac{2\gamma^2}{1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}, \quad (V,19)$$

$$\operatorname{ctg} \varphi = (1 + \gamma) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}. \quad (V,20)$$

При изменении θ от 0° до 180° , угол φ меняется от 90° до 0° . С уменьшением φ от 90° до 0° энергия, передаваемая электрону.

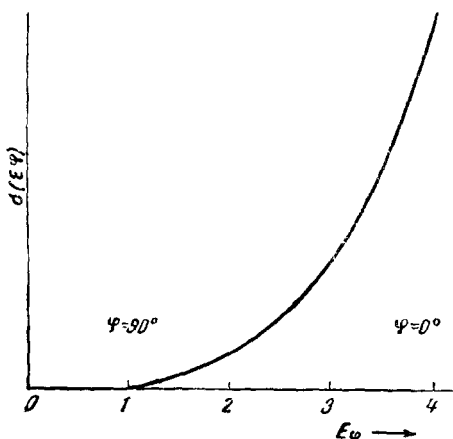


Рис. 22. Дифференциальное поперечное сечение эмиссии комптоновских электронов, как функция от E_φ для $h\nu = 2.5 \cdot 10 \text{ eV}$.

возрастает от нуля до максимального значения $\frac{2\gamma^2}{1+2\gamma}$, т.е. на $2\gamma(1+2\gamma)$ часть энергии первичного кванта. При малых γ электрону передаётся незначительная энергия.

Дифференциальное поперечное сечение для отклонения кванта на угол, лежащий между θ и $\theta + d\theta$, рассчитанное на единицу телесного угла и на один электрон, выражается формулой

$$\sigma(\gamma, \theta) = \frac{r_0^2}{2} \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{\{1 + \gamma(1 - \cos \theta)^2\}} \left\{ 1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)} \cdot \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right\}, \quad (V, 21)$$

где $r_0 = e^2/mc^2$.

Дифференциальное сечение для вылета комптоновского электрона в направлении φ , отнесённое к единице телесного угла и к одному электрону, равно

$$\sigma(\varepsilon, \varphi) = \frac{[2(1+x)]^{1/2}}{\pi} \frac{32r_0^2(1+\gamma)^2}{\{\gamma^2 + 4\gamma + 2 - \gamma^2 \cos 2\varphi\}^2} \times \\ \times \left[1 + \frac{2(1 + \cos 2\varphi)}{(\gamma^2 + 2\gamma + 2) - (\gamma^2 + 2\gamma) \cos 2\varphi} \left\{ \frac{\gamma^2(1 + \cos 2\varphi)}{\gamma^2 + 4\gamma + 2 - \gamma^2 \cos 2\varphi} - \right. \right. \quad (V, 22) \\ \left. \left. - \frac{(\gamma + 1)^2(1 - \cos 2\varphi)}{\gamma^2 + 2\gamma + 2 - (\gamma^2 + 2\gamma) \cos 2\varphi} \right\} \right].$$

Кривая рис. 22 даёт зависимость величины $\sigma(\varepsilon, \varphi)$ от энергии E_φ , передаваемой электрону. Эта кривая соответствует $\gamma = 5$, т. е. $h\nu = 2,5 \cdot 10^6$ eV. При $\varphi = 0$ $\sigma(\varepsilon, \varphi)$ и E_φ имеют максимальное значение. Передаваемая электрону энергия равна в этом случае:

$$(\gamma_2)_{\max} = \frac{2\gamma^2}{1 + 2\gamma}. \quad (V, 23)$$

Таблица XXVI

Значения $H\theta$ комптоновских электронов и соответствующие энергии электронов и γ -лучей

$H\theta$ в 10^3 эрстед·см	T в MeV	Энергия γ -лучей в MeV
1,00	0,08	0,19
1,50	0,17	0,309
2,00	0,28	0,436
2,50	0,40	0,570
3,00	0,52	0,710
3,50	0,65	0,850
4,00	0,80	0,99
4,50	0,93	1,14
5,00	1,08	1,28
5,50	1,22	1,43
6,00	1,37	1,57
6,50	1,51	1,72
7,00	1,65	1,86
7,50	1,80	2,01
8,00	1,95	2,16
8,50	2,09	2,31
9,00	2,24	2,46
9,50	2,31	2,60
10,00	2,53	2,76

По измеренному значению $H\rho$, соответствующему этой максимальной энергии, можно определить энергию кванта, которым образован комптоновский электрон. Из (V,23) имеем:

$$\gamma = \frac{\gamma_2 + (\gamma_2^2 + 2\gamma_2)^{1/2}}{2} \quad (\text{V},24)$$

и так как

$$T = E - mc^2 = [(eH\rho)^2 + m^2c^4]^{1/2} - mc^2,$$

то

$$\gamma_2 + 1 = [(eH\rho/mc^2)^2 + 1]^{1/2}$$

и

$$\gamma_2(\gamma_2 + 2) = (eH\rho/mc^2)^2.$$

Используя эти равенства из (V,24), окончательно получаем:

$$\gamma = \frac{(y^2 + 1)^{1/2} + y - 1}{2}, \quad (\text{V},25)$$

где $y = \frac{eH\rho}{mc^2}$.

В таблице XXVI сопоставлены значения $H\rho$ комптоновских электронов со значениями их энергии и энергией первичных квантов.

Измеряя магнитную кривизну комптоновских электронов и пользуясь этой таблицей, можно определить энергию γ -лучей, которыми эти электроны выбиваются.

ЛИТЕРАТУРА

Ниже даётся список работ и руководств общего характера, о которых упоминалось в данной статье. Хотя этот перечень и не является исчерпывающим, тем не менее в нём представлены публикации, освещающие все стороны работы с камерой Вильсона. Экспериментальные работы, данные которых были использованы, но на которые в тексте не было сделано ссылок, также включены в этот список. Метод камеры Вильсона получил столь широкое распространение в лабораториях всего мира, и материал, полученный с её помощью, так велик, что авторы, ограниченные объёмом статьи и временем, не могли, к сожалению, отдать должное всем исследователям, работающим в этой области.

При написании этого обзора авторы широко использовали материалы из упоминавшихся в тексте руководств общего характера и отдельных статей, опубликованных в различных научных журналах. Многие из диаграмм воспроизведены нами с оригиналов, помещённых в этих журналах. Авторам этих работ мы выражаем нашу признательность.

J. Aitken, *Collected Scientific Papers 1880—1916* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1923).

T. Alper, *Zschr. f. Physik* **76**, 172 (1932).

On the δ -rays and the range-velocity relation of slow electrons.

C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **41**, 405 (1932).

Energies of cosmic-ray particles.

C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **44**, 406 (1933).

Cosmic-ray negative and positive electrons.

- C. D. Anderson and S. H. Neddermeyer, *Phys. Rev.* **50**, 263 (1936).
Cloud-chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and at sea level.
- P. Auger, *J. de phys. et rad.* **6**, 208 (1925).
On composite photoelectric effect.
- P. Auger, and P. Ehrenfest, *J. de phys. et rad.* **6**, 285 (1935).
Counter controlled cloud-chamber results at different altitudes.
- P. Auger and P. Ehrenfest, *J. de phys. et rad.* **8**, 204 (1937).
Showers produced by cosmic rays.
- R. H. Bacon, E. N. Grisewood and C. W. Merwe, *Phys. Rev.* **59**, 531 (1941).
The Radioactivity of Mn^{56} and I^{128} .
- F. Barendse and G. F. Sizoo, *Physica* **6**, 1077 (1939).
Cloud-chamber with electrical automatic control.
- H. Bauer, *Physik. Zschr.* **37**, 627 (1936).
Portable Wilson cloud-chamber.
- J. A. Bearden, *Rev. Sci. Inst.* **6**, 256 (1935).
Wilson chamber with an increased time of sensitivity.
- C. Beck, *Rev. Sci. Inst.* **12**, 602 (1941).
Optimum liquid combination for cloud-chamber.
- R. A. Becker, W. A. Fowler and C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **62**, 186 (1942).
Short range α -particles from fluorine bombarded with protons.
- H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc.* **166**, 501 (1938).
On the theory of heavy electrons and nuclear forces.
- P. C. Bhattacharya, *Proc. Nat. Inst. Sci. Ind.* **7**, 275 (1941).
A search for the double proton.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **102**, 294 (1922).
On the analysis of α -ray photographs.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **103**, 62 (1923).
The study of forked α -ray tracks.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **107**, 349 (1925).
Ejection of protons from nitrogen nuclei.
- P. M. S. Blackett, *J. Sci. Inst.* **4**, 433 (1927).
An automatic cloud-chamber for the rapid production of α -ray photographs.
- P. M. S. Blackett, *J. Sci. Inst.* **6**, 184 (1929).
a) On the automatic use of Wilson cloud-chamber.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **123**, 619 (1929).
b) Double camera for artificial disintegrations.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **135**, 132 (1932).
On the collision loss of α -particles and H -particles.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **146**, 281 (1934).
Technique of counter controlled Wilson chamber.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **154**, 564 (1936).
The measurement of the energy of cosmic rays.
- P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.* **159**, 1 (1937).
Measurement of cosmic-ray energy spectrum.
- P. M. S. Blackett and R. Brode, *Proc. Roy. Soc.* **154**, 573 (1936).
Curvature measurement and energy spectrum of cosmic rays.
- P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* **134**, 658 (1931).
Range velocity relation of α -rays.
- P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* **134**, 658 (1932).
a) The range velocity of recoil atoms.
- P. M. S. Blackett and D. S. Lees, *Proc. Roy. Soc.* **136**, 325 (1932).
b) On the photography of artificial disintegration collision by α -rays.
- P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini, *Proc. Roy. Soc.* **139**, 699 (1933).
Some photographs of the tracks of penetrating radiations.

- P. M. S. Blackett and J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **160**, 304 (1937).
Energy loss of cosmic-ray particles in metal plates.
- P. M. S. Blackett and J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **165**, 290 (1938).
Scattering of cosmic-ray particles in matter.
- F. Bloch, Ann. d. Physik **16**, 285 (1933).
a) Stopping power of matter for swiftly moving charged particles.
- F. Bloch, Zschr. f. Physik **81**, 363 (1933).
b) Stopping power of atoms with several electrons.
- N. Bohr, Phys. Rev. **58**, 864 (1940).
Successive transformations in nuclear fission.
- N. Bohr, J. K. Boggild, K. J. Brostrom, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **58**, 839 (1940).
Velocity range relation for fission fragments.
- N. Bohr, J. K. Boggild, K. J. Brostrom, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **59**, 270 (1941). Velocity range relation for fission fragments
- T. W. Bonner, Phys. Rev. **59**, 237 (1941).
Determination of the energy of neutrons.
- T. W. Bonner and W. M. Brubaker, Phys. Rev. **49**, 778 (1936).
a) The disintegration of nitrogen by slow neutrons.
- T. W. Bonner and W. M. Brubaker, Phys. Rev. **50**, 308 (1936).
b) Disintegration of Be, B, and carbon by deuterons.
- T. W. Bonner and L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **46**, 258 (1934).
Energy spectrum of neutrons from the disintegration of F, B, and Be by α -particles.
- D. M. Bose, B. Chaudhuri, and M. Sinha, Phys. Rev. **65**, 341 (1944).
Cosmic-ray meson spectra.
- W. H. Bostick, Phys. Rev. **61**, 557 (1942).
Cloud-chamber photographs at 4300 meters altitude.
- H. Brinkman, K. Akad. Amsterdam. Proc. **39**, 1185 (1939).
a) Continuously active cloud-chamber.
- H. Brinkman, Physica **6**, 519 (1939).
b) Wilson chamber with several expansions per second.
- R. B. Brode, Rev. Mod. Phys. **11**, 222 (1939).
Specific ionization of high speed particles.
- R. B. Brode, H. G. Macpherson, and M. A. Starr, Phys. Rev. **50**, 587 (1936).
The heavy particle component of cosmic radiation.
- K. J. Brostrom, J. K. Boggild, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **58**, 651 (1940).
Cloud-chamber studies of fission fragment track.
- K. J. Brostrom, J. K. Boggild, and T. Lauritsen, Phys. Rev. **59**, 275 (1941).
Range and straggling of fission fragments.
- W. M. Brubaker and T. W. Bonner, Rev. Sci. Inst. **6**, 143 (1935).
Automatic high pressure Wilson cloud-chamber.
- J. Chadwick, N. Feather, and Davies, Proc. Camb. Phil. Soc. **30**, 357 (1934).
- J. Chadwick, N. Feather, and E. Bretscher, Proc. Roy. Soc. **163**, 366 (1937).
Range, angle, projection of protons from photo-disintegration of deuterium.
- F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. **134**, 672 (1932).
a) The distribution of energy in the β -ray spectrum of RaE.
- F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. **136**, 631 (1932).
b) On some close collisions of fast β -particles with electrons photographed by expansion method.
- F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. **153**, 353 (1936).
Scattering of fast β -particles by nitrogen nuclei.

- F. L. Code, Phys. Rev. **59**, 229 (1941).
Scattering of mesotrons in tungsten.
- D. R. Corson and R. B. Brode, Phys. Rev. **53**, 773 (1938).
The specific ionization and mass of cosmic-ray particles.
- D. R. Corson and R. L. Thornton, Phys. Rev. **55**, 509 (1939).
Disintegration of uranium.
- Coulier, J. de Pharm. et de Chimie **22**, 165 (1875).
- H. R. Crane, Rev. Sci. Inst. **8**, 440 (1937).
Cloud-chamber for nuclear disintegration studies.
- H. R. Crane, Phys. Rev. **53**, 789 (1938).
New experimental evidence for a neutrino.
- H. R. Crane, E. R. Gaertner, and J. J. Turin, Phys. Rev. **50**, 302 (1936).
A cloud-chamber study of the Compton effect.
- H. R. Crane and O. H. Halpern, Phys. Rev. **56**, 232 (1939).
Experiments on the recoil of nucleus in β -decay.
- M. Curie, J. de phys. et rad. **4**, 170 (1923).
Distribution of α -ray ranges.
- I. Curie and F. Joliot, J. de phys. et rad. **4**, 494 (1933).
Penetrating radiation.
- L. F. Curtiss, Bur. Stand. J. Research **4**, 663 (1930).
A new method of analyzing α -ray photographs.
- L. F. Curtiss, Bur. Stand. J. Research **8**, 579 (1932).
Simplified automatic cloud-chamber.
- B. R. Curtiss and J. R. Richardson, Phys. Rev. **57**, 1121 (1940).
Radiations from radioactive In (116).
- O. Dahl, L. R. Hafstad, and M. A. Tuve, Rev. Sci. Inst. **4**, 373 (1933).
Permanently sealed chamber with metallic syphon bellows.
- P. I. Dee, Nature **133**, 564 (1934).
Disintegration of the diplon.
- P. I. Dee, Proc. Roy. Soc. **148**, 623 (1935).
Cloud track method for artificial transmutations.
- P. I. Dee and C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. **149**, 200 (1935).
The transmutation of heavy hydrogen investigated by the cloud track method.
- P. I. Dee and C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. **154**, 294 (1936).
The disintegration of boron into three α -particles.
- P. I. Dee and E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. **141**, 733 (1933).
Transmutations of Li and B.
- L. A. Delsasso, W. A. Fowler, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **48**, 848 (1935).
Protons from the disintegration of Li by deuterons.
- L. A. Delsasso, W. A. Fowler, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 391 (1937).
a) Energy and absorption of the γ -radiation from $\text{Li}^1 + \text{H}^1$.
- L. A. Delsasso, W. A. Fowler, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 527 (1937).
b) Gamma-radiations from F bombarded with protons.
- A. J. Dempster, Rev. Sci. Inst. **5**, 158 (1934).
Automatic Wilson cloud-chamber of simple design.
- P. Duham and M. Margules, Zschr. f. Physik. Chemie **35**, 483 (1900).
Observations on the vapor pressure of binary liquid mixtures.
- J. R. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586 (1934).
Emission and scattering of neutrons.
- H. Euler and W. Heisenberg, Ergeb. d. exakt. Naturwiss. **17**, 1 (1938).
Theoretical considerations for the interpretations of cosmic radiation.
- L. Farkas, Zschr. f. physik. Chemie **125**, 236 (1927).
Rate of formation of drops in supersaturated vapor.

- N. Feather, Proc. Roy. Soc. **136**, 709 (1932).
Collisions of neutrons with nitrogen nuclei.
- N. Feather, Proc. Roy. Soc. **141**, 194 (1933).
a) Collisions of α -particles with F nuclei.
- N. Feather, Proc. Roy. Soc. **142**, 689 (1933).
b) Collision of neutrons with light nuclei.
- N. Feather and F. Nimmo, Proc. Camb. Phil. Soc. **25**, 198 (1929).
Distribution of ranges of α -particles.
- H. Flood, Zschr. f. physik. Chemie **170**, 294 (1934).
Formation of drops in supersaturated ethyl alcohol water vapor mixture.
- W. A. Fowler, L. A. Delsasso, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **49**, 561 (1936).
Radioactive elements of low atomic numbers.
- W. A. Fowler and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **51**, 1103 (1937).
Radioactive α -particles from $\text{Li}^1 + \text{H}^2$.
- W. A. Fowler, E. R. Gaerttner, and C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **53**, 628 (1938).
 γ -radiation from B bombarded with protons.
- J. A. Froemke, C. R. Bloomquist, and E. X. Anderson, Zschr. f. physik. Chemie **166**, 305 (1933).
Formation of drops in methyl alcohol water vapor mixture.
- D. K. Froman and J. C. Stearns, Rev. Mod. Phys. **10**, 133 (1938).
Cosmic-ray showers and bursts.
- L. Fussell, Rev. Sci. Inst. **10**, 321 (1939). Exhaust valve for pneumatic cloud-chamber.
- E. R. Gaerttner and L. A. Pardue, Phys. Rev. **57**, 386 (1940).
 γ -radiations from N bombarded with deuterons.
- T. N. Gautier and A. E. Ruark, Phys. Rev. **57**, 1040 (1940).
Composition of mixed vapor in cloud-chamber.
- I. A. Getting, Rev. Sci. Inst. **10**, 332 (1939).
A cloud-chamber control circuit.
- L. Grosev, N. Dobrotin, and J. Frank, Comptes rendus, U. S. S. R. **3-6**, 289 (1936). Stereocomparator for work with cloud-chamber.
- O. Hahn and F. Strassman, Naturwiss. **27**, 11 (1939).
Fission tracks in Wilson chamber.
- J. Halpern and H. R. Grane, Phys. Rev. **55**, 260 (1939).
The internal conversion coefficient in the $\text{F}^{19} + \text{H}^1$ reaction and measurements on the γ -ray spectrum.
- J. Hamilton, W. Heitler, and H. W. Peng, Phys. Rev. **64**, 78 (1943).
Cosmic-ray mesons.
- W. D. Harkins, D. M. Gans, and H. W. Newson, Phys. Rev. **47**, 52 (1935). The disintegration of the nuclei of light atoms by nitrogen.
- W. E. Hazen, Rev. Sci. Inst. **13**, 247 (1932). Some operating characteristics of the Wilson cloud-chamber.
- W. E. Hazen, Phys. Rev. **64**, 7 (1943). Electrons in equilibrium with the penetrating component of cosmic-rays in lead at 10 000 ft. and at sea level.
- W. E. Hazen, Phys. Rev. **65**, 67 (1944) a) Cascade showers and nuclear disintegrations.
- W. E. Hazen, Phys. Rev. **65**, 259 (1944) b) Average, energy loss of mesons in air.
- G. Herzog, J. Sci. Inst. **12**, 153 (1935). A large cloud-chamber.
- G. Herzog, Helv. Phys. Acta **10**, 68 (1937).
Wilson chamber for projection purpose.
- G. Herzog, Phys. Rev. **59**, 117 (1941).
Cloud track of cosmic-rays in the substratosphere.
- G. Herzog and W. H. Bostick, Phys. Rev. **59**, 122 (1941).
Cloud-chamber picture of cosmic-rays at 29,000 ft. altitude.

- Hilsch, *Physik. Zschr.* **40**, 594 (1939).
Cloud-chamber for lecture experiments.
- R. Holm, *Zschr. f. Physik.* **101**, 138 (1936).
Cloud-chamber investigation of electric discharges through gases.
- D. J. Hughes, *Phys. Rev.* **57**, 592 (1940). Positive excess and electron component in the cosmic-ray spectrum.
- D. J. Hughes, *Phys. Rev.* **60**, 414 (1941). Cloud-chamber photographs of slow mesotron pair.
- L. Janossy, *Phys. Rev.* **64**, 345 (1943). Note on the production of cosmic-ray mesons.
- W. Jenstchke and F. Prankal, *Physik. Zschr.* **40**, 706 (1939).
Nuclear disintegration products of U.
- T. H. Johnson, J. G. Barry, and R. P. Shutt, *Phys. Rev.* **57**, 1047 (1940).
Direct evidence of the proton component of cosmic radiation.
- T. H. Johnson, S. D. Benedetti, and R. P. Shutt, *Rev. Sci. Inst.* **14**, 265 (1943). A hydrostatically supported cloud-chamber of new design at high pressures.
- T. H. Johnson and R. P. Shutt, *Phys. Rev.* **61**, 380 (1942).
Track of a decaying mesotron in cloud-chamber.
- F. Jolliot, *J. de phys. et rad.* **5**, 216 (1934).
Wilson apparatus for variable pressures.
- F. Jolliot, *Comptes rendus* **208**, 647 (1939).
Trajectories of products of uranium fission.
- C. C. Jones, *Rev. Sci. Inst.* **8**, 319 (1937).
Time delay circuit for Wilson cloud-chamber.
- C. C. Jones and A. E. Ruark, *Am. Phil. Soc. Proc.* **82**, 353 (1940).
Apparatus for viewing and measurements on stereoscopic cloud-chamber photographs.
- H. Jones, *Rev. Mod. Phys.* **11**, 235 (1939). Energy distribution and positive excess of mesotrons.
- H. Jones and D. J. Hughes, *Rev. Sci. Inst.* **11**, 79 (1940).
Magnet and cloud-chamber for cosmic-ray studies.
- Kiessling, *Naturwiss. Verein d. Hamburg—Altona* **8** (1884).
- P. Kipfer, *Nature* **135**, 431 (1935).
A high pressure Wilson cloud-chamber.
- F. Kirchner and H. Neuert, *Physik. Zschr.* **36**, 54 (1935).
On the transformation of Be by slow protons.
- P. Kunze, *Zschr. f. Physik.* **80**, 559 (1933). a) Magnetic de-flections of the cosmic radiations in the Wilson chamber.
- P. Kunze, *Zschr. f. Physik.* **83**, 18 (1933). b) Investigations of cosmic-rays in the Wilson chamber.
- P. Kunze, *Physik. Zschr.* **42**, 405 (1941). A portable cloud-chamber for demonstration purposes.
- F. N. D. Kurie, *Rev. Sci. Inst.* **3**, 655 (1932). Use of Wilson chamber for measuring the range of α -particles from weak sources.
- F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **45**, 904 (1934). New mode of disintegrations induced by neutrons.
- T. H. Laby, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **203**, 445 (1908).
The supersaturation and nuclear condensation of certain organic vapors.
- W. E. Lamb, *Phys. Rev.* **58**, 696 (1940). Passage of fission fragments through matter.
- W. E. Lamb, *Phys. Rev.* **59**, 687 (1941).
Range of fission fragments.
- R. M. Langer, *Phys. Rev.* **56**, 851 (1938).
Growth of droplets in Wilson chamber.
- A. Langsdorf, *Rev. Sci. Inst.* **10**, 91 (1939). A continuously sensitive diffusion cloud-chamber.

- P. Leprince-Ringuet, and J. Crussard, *J. de Phys. et rad* **8**, 207 (1937). Study of high energy cosmic particles in the Bellevue electromagnet.
- W. K. Lewis and E. Y. Murphee, *J. Am. Chem. Soc.* **46**, 1 (1924).
Relation between vapor pressure and vapor composition in binary mixtures of volatile liquids.
- W. B. Lewis and C. E. Wynn-Williams, *Proc. Roy. Soc.* **136**, 349 (1932).
The range of α -particles from radioactive emanations and A products.
- M. S. Livingston, *Am. Phys. Teach.* **4**, 33 (1936).
Projection cloud-chambers.
- M. S. Livingston and H. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **9**, 285 (1937).
Nuclear dynamics.
- J. J. Livingood and G. T. Seaborg, *Rev. Mod. Phys.* **12**, 30 (1940).
A table of induced radioactivities.
- G. L. Locher, *J. Frank. Inst.* **216**, 673 (1933). a) Cloud-chamber photographs of cosmic-ray stosse.
- G. L. Locher, *Rev. Sci. Inst.* **7**, 471 (1933).
b) Wilson cloud-chamber for portable use.
- D. H. Loughridge and H. C. Trueblood, *Phys. Rev.* **46**, 323 (1934).
Organic liquids suitable for cloud expansion works.
- A. C. B. Lovell, *Proc. Roy. Soc.* **172**, 568 (1939). Showers produced by penetrating cosmic-rays.
- H. Maier-Leibnitz, *Zschr. f. Physik.* **112**, 569 (1939).
Investigations with slow Wilson chambers.
- L. Meitner, *Zschr. f. Physik.* **37**, 481 (1926).
Long range α 's from Th C.
- L. Meitner and K. Philip, *Zschr. f. Physik.* **87**, 484 (1934).
Further measurements with neutrons.
- J. M. W. Miliatz and G. A. W. Rutgers, *Physica.* **7**, 13 (1940).
Total and specific ionization of Po α -particles.
- L. Mott-Smith, *Rev. Sci. Inst.* **5**, 346 (1934).
A high pressure Wilson chamber.
- E. B. Murrel and C. L. Smith, *Proc. Roy. Soc.* **173**, 410 (1939).
Transmutations of Na by deuterons.
- U. Nakaya and F. Yamasaki, *Proc. Roy. Soc.* **148**, 446 (1939).
Applications of Wilson chamber to the study of spark discharge.
- S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **51**, 884 (1937).
Note on the nature of cosmic-rays.
- H. Neurt, *Physik. Zschr.* **36**, 629 (1935). Range measurements, of fragments of a light element bombarded by fast protons.
- H. Neurt, *Physik. Zschr.* **37**, 629 (1936).
Simple Wilson chamber.
- C. E. Nielson and W. M. Powell, *Phys. Rev.* **63**, 384 (1943).
Mesotron mass and heavy tracks on Mt. Evans.
- Y. Nishina, M. Takeuchi, and T. Ichimiya, *Phys. Rev.* **52**, 1198 (1937).
On the nature of the cosmic-ray particles.
- R. Peierls, *Report Prog. Phys.* **6**, 78 (1939).
The meson.
- C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc.* **119**, 553 (1928). Condensation phenomenon at different temperatures.
- W. Powell, *Phys. Rev.* **58**, 474 (1940).
Photon production of mesotrons.
- W. Powell, *Phys. Rev.* **61**, 670 (1942).
Stars and protons at 14, 125 ft.
- H. Raether, *Zschr. f. Physik.* **94**, 567 (1935).
Gas discharge in a cloud-chamber.
- H. Raether, *Physik. Zschr.* **37**, 560 (1936).
Electrical discharge in cloud-chamber.

- H. Raether, *Physik. Zschr.* **38**, 990 (1937). Examination of electron surge in the expansion chamber.
- H. Raether, *Zschr. f. Physik.* **110**, 611 (1938). Ionizing radiation accompanying a spark discharge.
- G. Rathenau, *Physica* **5**, 427 (1938). Simple Wilson chamber for demonstration purpose.
- Lord J. W. S. Rayleigh, *Collected Scientific Papers 1899—1920* (Cambridge University Press, Cambridge, England), том I, стр. 415.
- W. M. Rayton and T. R. Wilkins, *Phys. Rev.* **51**, 818 (1937).
A Wilson cloud-chamber investigation of the alpha-particles from uranium.
- J. R. Richardson, *Phys. Rev.* **53**, 124 (1938). a) Radiations produced from artificially produced ratio elements.
- J. R. Richardson, *Rev. Sci. Inst.* **9**, 152 (1938).
b) Valve control circuits for Wilson chamber.
- J. R. Richardson, *Phys. Rev.* **55**, 609 (1939). Radiations from radioactive substances, Au^{188} , Eu^{152} , Ag^{106} , Cu^{64} , N^{13} .
- J. R. Richardson and L. Emo, *Phys. Rev.* **53**, 234 (1938).
Photo-disintegration of H^2 by γ -rays from Na^{24} .
- J. R. Richardson and F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **50**, 999 (1936).
The radiations emitted from artificially produced radioactive substances.
- H. O. W. Richardson and A. Leigh-Smith, *Proc. Roy. Soc.* **162**, 391 (1937). β -rays of Ra D.
- F. Richarz, *Ann. d. Physik.* **19**, 639 (1906). The value of the ratio of specific heats for a mixture of two gases.
- D. Roaf, *Proc. Roy. Soc.* **153**, 568 (1936).
Disintegration of B by α -particles.
- M. Rohr, The formation of images in optical instruments (Dept. of Scientific and Industrial Research, H. M. Stationary Office, London, 1920).
- B. Rossi and K. Greisen, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 240 (1941).
Cosmic-ray theory.
- B. Rossi, L. Janossy, R. Rochester, and M. Bound, *Phys. Rev.* **58**, 762 (1940). Production of secondary ionizing particles by non-ionizing agents.
- Lord Rutherford, W. B. Lewis, and B. V. Bowden, *Proc. Roy. Soc.* **142**, 347 (1933). Analysis of long range-particles from radium C' by the magnetic focusing method.
- L. Scharer, *Ann. d. Physik.* **35**, 619 (1939). Condensation of supersaturated vapor on ions.
- G. T. Seaborg, *Rev. Mod. Phys.* **16**, 1 (1944).
Table of isotopes.
- R. L. Sen Gupta, *Proc. Nat. Inst. Sci. Ind.* **9**, 295 (1943).
Specific ionization of cosmic-ray particles.
- L. Seren, *Phys. Rev.* **62**, 204 (1942). Cloud-chamber study of collision electrons in equilibrium with mesons.
- T. Shimizu, *Proc. Roy. Soc.* **99**, 425 (1921). A reciprocating expansion apparatus for detecting ionizing rays.
- K. Shinohara and M. Hatoyama, *Phys. Rev.* **59**, 461 (1941).
Pair production in the field of electrons.
- R. P. Shutt, S. D. Benedetti, and T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **62**, 552 (1942). Cloud-chamber track of a decaying mesotron.
- G. C. Simpson, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **67**, 99 (1941).
On the formation of cloud and rain.
- M. Sinha, *Trans. Bose Res. Inst.* **15**, 191 (1943).
Cloud-chamber study of shower production in lead.
- G. J. Sizoo and F. Barendregt, *Physica* **6**, 1085 (1939).
Production of positrons by β -particles.

- D. Skobelzyn, *Zschr. f. Physik.* **43**, 354 (1927). Intensity distribution in the spectrum of γ -rays from Ra C.
- D. Skobelzyn, *Zschr. f. Physik.* **54**, 686 (1929).
On a new type of fast β -rays.
- L. B. Snoddy and C. D. Bradley, *Phys. Rev.* **45**, 432 (1934). A method for investigating electrical breakdown process.
- J. C. Street and E. C. Stevenson, *Rev. Sci. Inst.* **7**, 347 (1936).
Design and operation of counter-controlled Wilson chamber.
- J. C. Street and E. C. Stevenson, *Phys. Rev.* **52**, 1003 (1937).
New evidence for the existence of a particle of mass intermediate between the proton and electron.
- J. E. Thomas and W. E. Ramsay, *J. Frank. Inst.* **227**, 789 (1939).
Small cloud-chamber for electron showers.
- G. Tohmfor and M. Volmer, *Ann. d. Physik.* **33**, 109 (1938).
Production of condensation nuclei in the presence of electrical charges.
- J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **46**, 528 (1898). Charge carried by Röntgen ions.
- F. Trey, *Physik. Zschr.* **39**, 343 (1938). A new radially expanding cloud-chamber.
- F. Trey, *Physik. Zschr.* **41**, 415 (1940). Production of clouds in gases saturated with water vapor by removal of heat from the vapor by conduction.
- B. Trumpy, *Zschr. f. Physik.* **111**, 338 (1939). Secondary processes of the soft and penetrating components of cosmicrays.
- J. J. Turin and H. R. Crane, *Phys. Rev.* **52**, 63 (1937).
a) The absorption of high energy electrons, часть I.
J. J. Turin and H. R. Crane, *Phys. Rev.* **52**, 610 (1937).
b) The absorption of electrons, часть II.
- R. E. Vollrath, *Rev. Sci. Inst.* **7**, 409 (1936).
Continuously active cloud-chamber.
- M. Volmer and A. Weber, *Zschr. f. physik. Chemie* **119**, 277 (1926). Number of drops formed per second in supersaturated space.
- M. Volmer and H. Flood, *Zschr. f. physik. Chemie* **170**, 273 (1934). Drop formation in saturated ethyl alcohol water vapor.
- H. Walke, E. J. Williams, and G. R. Evans, *Proc. Roy. Soc.* **171**, 360 (1939).
 K electron capture, nuclear isomerism and the long period activities of titanium and scandium.
- C. G. Webb, *Phil. Mag.* **19**, 927 (1935).
On the scattering of light by water drops.
- J. A. Wheeler and R. Ladenburg, *Phys. Rev.* **60**, 754 (1941).
Mass of meson by the method of momentum loss.
- E. J. Williams, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **35**, 512 (1939).
a) Sensitive time of a Wilson expansion chamber.
- E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc.* **172**, 194 (1939).
b) Some observations on cosmic-ray using a large randomly operated cloud chamber.
- E. J. Williams and G. R. Evans, *Nature* **145**, 818 (1940).
Transformation of mesons into electrons.
- E. J. Williams and E. Pickup, *Nature* **141**, 684 (1938).
Heavy electrons in cosmic-rays.
- E. J. Williams and G. E. Roberts, *Nature* **145**, 102 (1940).
Track of a decay electron.
- E. J. Williams and F. R. Terroux, *Proc. Roy. Soc.* **126**, 289 (1930).
Investigations on the passage of fast β particles through gas.
- C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **189**, 265 (1897). Condensation of water vapor in the presence of dust free air and other gases.
- C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **192**, 403 (1899). a) On the condensation nuclei produced in gases by the action of Röntgen rays, uranium rays, ultraviolet light and other agents.

- C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Roy. Soc. **193**, 289 (1899).
b) On the comparative efficiency as condensation nuclei of positively and negatively charged ions.
- C. T. R. Wilson, Phil. Mag. **7**, 681 (1904). Condensation method of demonstrating the ionization of air.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **85**, 285 (1911).
Cloud-chamber technique.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **87**, 277 (1912).
Cloud-chamber technique.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **104**, 1, 192 (1923). Investigation on α -rays and β -rays by the cloud method.
- C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **142**, 88 (1933).
New type of expansion cloud-chamber.
- C. T. R. Wilson and J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **148**, 523 (1935). Falling cloud-chamber and radially expanding cloud-chamber.
- J. G. Wilson, Nature **142**, 73 (1938). Production of secondary electrons by cosmic-ray particles.
- J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **174**, 73 (1940). Scattering of mesotrons in metal plates.
- K. Zuber, Helv. Phys. Acta **11**, 366 (1938).
Automatic Wilson cloud-chamber.

Общие обзоры

1. K. K. Darrow, Introduction to Contemporary Physics (D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1939).
2. H. Geiger, Handbuch der Physik (Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin, 1927), том 22.
3. R. Glazebrooke, Dictionary of Applied Physics (Macmillan and Company, London, 1927), том 4.
4. W. Heitler, Quantum Theory of Radiation (The Clarendon Press, Oxford, 1935).
5. Lord Rutherford, J. Chadwick, and C. D. Ellis, Radiation, from Radioactive Substances (Cambridge University Press, Cambridge England, 1935).
6. M. N. Saha and B. N. Srivastava, A Treatise on Heat (Indian Press, Allahabad, India, 1935).
7. M. N. Saha and N. K. Saha, A Treatise on Modern Physics (Indian Press, Allahabad, India, 1934).
8. J. J. Thomson, Application of Dynamics to Physics and Chemistry (Macmillan and Company, London, 1833).
9. J. J. Thomson and G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1928), том 1.
10. F. A. B. Ward, Atom Tracks (London, 1937).