

Носа, Ганнел
Nature 14993

313 ± 16	$1,65 \cdot \frac{h}{m}$	290 ± 80
10^{-8}	200	270 ± 40
$\sigma = 10^{-28}$	330 ± 10	

НАБЛЮДЕНИЯ НАД ТРЕКАМИ МЕДЛЕННЫХ МЕЗОНОВ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЯХ*)

К. М. Г. Латтес, Г. П. С. Оккиалини, К. Ф. Поуэлл
и Ф. К. Франк**)

ВВЕДЕНИЕ

В некоторых недавних экспериментах было показано, что оставляющиеся в фотографических эмульсиях заряженные мезоны иногда приводят к образованию вторичных мезонов. Эти опыты были продолжены изучением пластинок, экспонированных в Боливийских Андах на высоте 5500 м, и было найдено, в общей сложности, сорок случаев процесса, приводящего к образованию вторичных мезонов. В одиннадцати из них вторичная частица остановилась в эмульсии и, таким образом, можно было определить её пробег. В части I настоящей статьи описываются измерения треков и показывается, что они дают данные, говорящие в пользу существования мезонов с различными массами. В части II приводятся дополнительные данные по образованию мезонов, позволяющие показать, что многие из наблюдаемых мезонов локально генерируются при «взрывном» расщеплении ядер. Эти данные дают также возможность обсуждать вопрос о связи между различными типами мезонов, обнаруженных на фотографических пластинках, и проникающей компонентой космической радиации, исследованной в опытах с камерой Вильсона и счётчиками.

1. СУЩЕСТВОВАНИЕ МЕЗОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ МАССАМИ

Как и в наших прежних сообщениях, под понятием «мезон» будет подразумеваться любая частица с массой, промежуточной между массой электрона и массой протона. Следует подчеркнуть, что, используя этот термин, мы вовсе не хотим утверждать, что соответствующая частица обязательно сильно взаимодействует с нуклонами или что она тесно связана с внутриядерными силами.

*) Перевёл Л. Н. Белл.

**) Части I и II настоящей статьи написаны К. М. Г. Латтесом, Г. П. С. Оккиалини и К. Ф. Поуэллом и опубликованы в Nature, 160, 453, 486 (1947). Часть III, написанная Ф. К. Франком, опубликована в Nature, 160, 525 (1947). (Прим. ред.)

Нами теперь наблюдено всего 644 трека мезонов, остановившихся в наших пластинках. Из них 451 трек был обнаружен в пластинках различных типов, экспонированных на высоте 2800 м на Пик дю Миди в Пиренеях; остальные 193 трека были получены

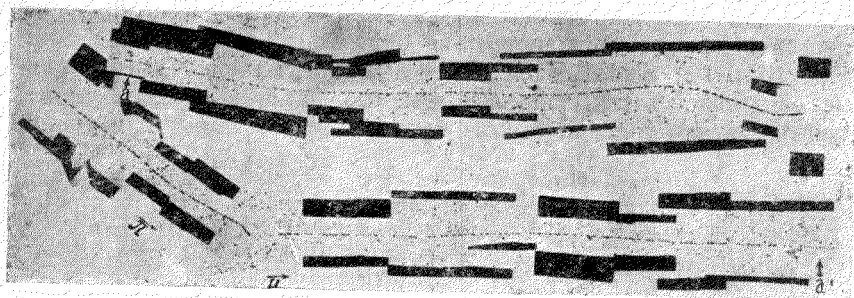


Рис. 1. Трек μ -мезона. Трек показан в двух частях. Место стыка указано буквой *a* и стрелкой.

в подобных пластинках, экспонированных в Чакалтае (Боливийские Анды) на высоте 5500 м. 451 трек в пластинках, экспонированных на высоте 2800 м, был обнаружен при рассмотрении 5 см²

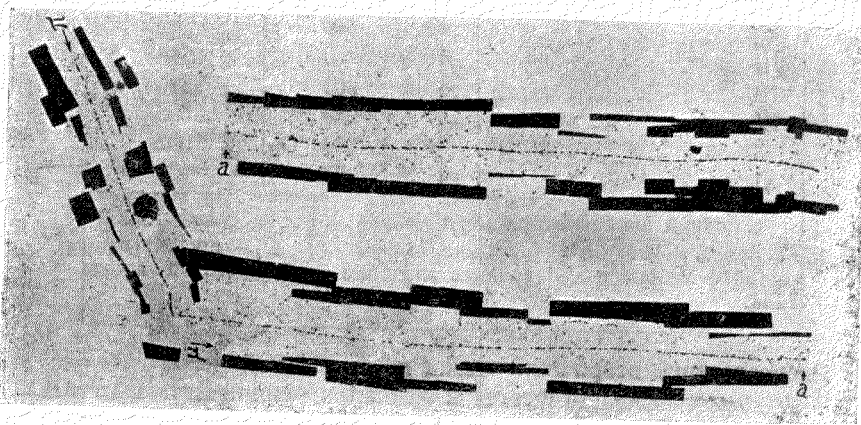


Рис. 2. Трек μ -мезона. Трек показан в двух частях. Место стыка указано буквой *a* и стрелкой.

эмульсии. Это соответствует падению примерно 1,5 мезона на 1 см² в день, причём эта цифра является нижним пределом, так как часть треков может остаться незамеченной благодаря разрушению латентного изображения или вследствие малой длины трека. Истинное число их, следовательно, будет несколько выше. Во всяком случае,

это значение совпадает по порядку величины с тем, которого следует ожидать в опытах по запаздывающим совпадениям на высоте 2800 м, если для оценки брать данные, полученные на уровне моря, и делать разумные предположения относительно увеличения числа медленных мезонов с высотой. Таким образом наблюдаемые нами мезоны заведомо являются составной частью космических лучей. Микрофотографии двух примеров образования вторичных мезонов (№№ III и IV) показаны на рис. 1 и 2. В таблице I даны детальные сведения о характеристиках всех наблюдаемых до сего времени случаев, в которых вторичная частица остановилась в эмульсии.

Таблица I

№ события	Пробег в эмульсии (в микронах)	
	Первичного мезона	Вторичного мезона
I	133	613
II	84	565
III	1040	621
IV	133	591
V	117	638
VI	49	595
VII	460	616
VIII	900	610
IX	239	666
X	256	637
XI	81	590
Средний пробег вторичного мезона $614 \pm 8\mu$; коэффициент разброса $\sqrt{(\sum \Delta i)/n} = 4,3\%$, где $\Delta i = R_i - R$; R_i — пробег вторичного мезона и R — среднее значение для n частиц этого типа.		

Распределение вторичных частиц по пробегам показано на рис. 3. Приведённые значения относятся к длинам проекций истинных траекторий частиц на плоскость, параллельную поверхности эмульсии. Истинные пробеги, однако, не могут сильно отличаться от вышеприведённых значений, так как на протяжении основной части своей длины каждый трек наклонён к плоскости эмульсии под малым углом. Кроме результатов, относящихся к медленным мезонам, остановившимся в эмульсии (изображённых на рис. 3 чёрными квадратиками), указаны длины ряда треков мезонов, возникших в результате того же процесса, но вышедших из пределов эмульсии в конце своего пробега (изображены на рис. 3 незачёрненными квадратиками).

μ -распад мезонов

Два важных вывода следуют из этих измерений. Наши наблюдения показывают, что вторичные мезоны испускаются по всем направлениям с одинаковой вероятностью. Это позволяет вычислить вероятность того, что траектория мезона, созданного в такого рода процессе и наблюдаемого нами, останется на протяжении, большем

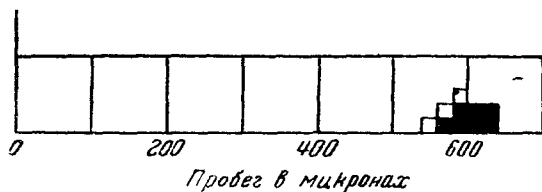


Рис. 3. Распределение 10 вторичных мезонов по пробегам. Мезоны, обозначенные значком ■, остановились в эмульсии; 3 мезона, обозначенные □, вышли из эмульсии около конца своего пробега. Средний пробег вторичных мезонов — 606 микронов. Результаты, относящиеся к событиям №№ VIII и XI, не включены в рисунок.

500 μ , внутри эмульсии толщиной в 50 μ . Если мы допустим, для первого приближения, что траектории прямолинейны, мы получаем для этой вероятности значение порядка 1:20. В действительности заметное кулоновское рассеяние мезонов в эмульсии увеличит вероятность «ухода». Таким образом те шесть случаев, наблюдаемых нами в пластинках, экспонированных на высоте 2800 м, в которых вторичные частицы проходят в эмульсии путь, больший 500 μ , соответствуют 120 ± 50 случаям этого типа. Наши наблюдения, следовательно, доказывают, что распад с образованием вторичных мезонов широко распространен среди тех мезонов, которые останавливаются в эмульсии.

Далее, существует замечательное постоянство длин пробегов вторичных мезонов: различия в отдельных значениях весьма близки к тем, которые следовало бы ожидать в результате разброса пробегов частиц, испускаемых с одинаковой скоростью. Отсюда мы заключаем, что вторичные мезоны имеют одинаковые массы и испускаются всегда с одной и той же кинетической энергией.

Если в процессе другого типа испускаются мезоны меньшего пробега, то они должны создаваться значительно реже, чем мезоны, наблюдаемые нами, ибо геометрические условия и большая средняя плотность зёрен треков способствовали бы их обнаружению. На самом же деле такие мезоны с короткими пробегами нами не были обнаружены. Мы, однако, не можем быть вполне уверенными, что не образуются мезоны больших пробегов. Как меньшая ионизация в начале трека, так и в ещё большей степени трудности их обнаружения на значительном участке трека существенно затрудняли бы наблюдение такой группы или групп. Так как значительную часть

мезонов, как мы видели, можно приписать наблюдаемому процессу, разумно предположить, что другие способы распада, если они существуют, менее часты, чем способ распада, наблюдаемый нами. Таким образом налицо твёрдые данные, говорящие в пользу образования одной единственной однородной группы вторичных мезонов с постоянной массой и одинаковой кинетической энергией. Это убедительно указывает на существование элементарного процесса, не связанного со взаимодействием первичного мезона с каким-либо определённым ядром в эмульсии. В дальнейшем будет удобно называть этот процесс μ -распадом. Мы обозначим первичные мезоны символом π и вторичные — символом μ . В настоящее время у нас ещё нет данных, которые позволили бы установить знак электрического заряда этих частиц. Во всех случаях, в которых частицы останавливались в эмульсии, не было замечено, чтобы остановка произошла в результате расщепления ядра с испусканием тяжёлых частиц.

Зная зависимость пробега протона в эмульсии от его энергии и беря определённое значение для массы частицы, можно вывести энергию испускания вторичных мезонов на основе их наблюдаемых пробегов. Вычисленные таким образом значения для различных масс приведены в таблице II.

Таблица II

Масса в m_e	100	150	200	250	300
Энергия в MeV	3,0	3,6	4,1	4,5	4,85

Для протонов с энергиями выше 13 MeV нет общепринятых данных для зависимости пробега от энергии и приходится довольствоваться экстраполяцией соотношения, установленного для малых энергий. По нашим оценкам, приведённые в таблице II энергии правильны с точностью до 10%.

Данные, говорящие в пользу различия масс
 π - и μ -мезонов

Ещё раньше было отмечено¹, что трудно объяснить μ -распад взаимодействием первичного мезона с ядром атома эмульсии, приводящим к образованию мезона с большей энергией и той же массой, что у первичного. Поэтому было предложено рассматривать наши наблюдения как указание на существование мезонов с различными массами. Так как довод в пользу этого предположения полностью основывался на принципе сохранения энергии, были рассмотрены и другие возможные процессы, которые, независимо от прочих

аргументов в их пользу, могли привести к выделению необходимого количества энергии.

Ф. К. Франк пересмотрел такие возможности более детально, и его результаты даны в третьей части настоящей статьи. Его анализ показывает, что очень трудно объяснить наши наблюдения процессом ядерного расщепления или каким-либо процессом «синтеза» ядер с выделением энергии связи в результате проникновения протонов в ядра лёгких элементов вследствие предполагаемого соединения отрицательного мезона с ядром водорода. Мы находим, что этот общий аргумент в пользу существования мезонов различных масс можно подкрепить теперь данными, основанными на счёте числа зёрен.

Мы многократно подчёркивали¹, что необходима большая осторожность при определении массы частиц по плотности зёрен. Основной источник ошибок при таком определении заключается в неустойчивости скрытого изображения, созданного в галоидосеребряных зёрнах в результате прохождения быстрой частицы. В случае процесса μ -распада имеет место существенное упрощение. Естественно предположить, что оба мезонных трека образуются в малом интервале времени, один за другим, и подвергаются разрушению в одинаковой степени. Весь двойной трек в рассматриваемом процессе укладывается в очень малой области эмульсии, и условия обработки, следовательно, тождественны для обоих треков, если не считать зависимость степени проявления от глубины. Эти факторы обеспечивают выгодные условия для определения отношения масс π - и μ -мезонов.

При определении плотности зёрен в треке мы считали число индивидуальных зёрен в ряде последовательных интервалов трека длиной в 50 μ каждый; для наблюдения использовалась оптика с большим увеличением ($\times 2000$) и с наибольшей имевшейся в нашем распоряжении разрешающей способностью. Типичные результаты для протонов и мезонов показаны на рис. 4. Эти результаты были получены для треков в одной и той же пластинке и, как видно, разделение кривых, относящихся к частицам различных типов, вполне удовлетворительное. Разброс результатов для различных частиц одного и того же типа может быть приписан различной степени разрушения латентного изображения, связанного с различием во времени прохождения частиц через эмульсию в течение шестинедельной экспозиции.

Применяя эти методы к случаям процесса μ -распада, в которых пробеги вторичных мезонов оканчиваются в эмульсии, мы находим, что во всех случаях кривая, представляющая наблюдения над первичным мезоном, лежит выше кривой для вторичного мезона. Мы можем, следовательно, заключить, что существует значительная разница в плотности зёрен в треках первичного и вторичного мезонов, а, следовательно, и различие в массе частиц. Это заключение, конечно,

основано на предположении, что заряд у π - и μ -мезонов одинаковый. Плотность зёрен на концах треков частиц обоих типов совместима со взглядом, что заряды имеют величину e .

Более точное определение масс π - и μ -мезонов может быть произведено в тех случаях, когда длина трека первичного мезона

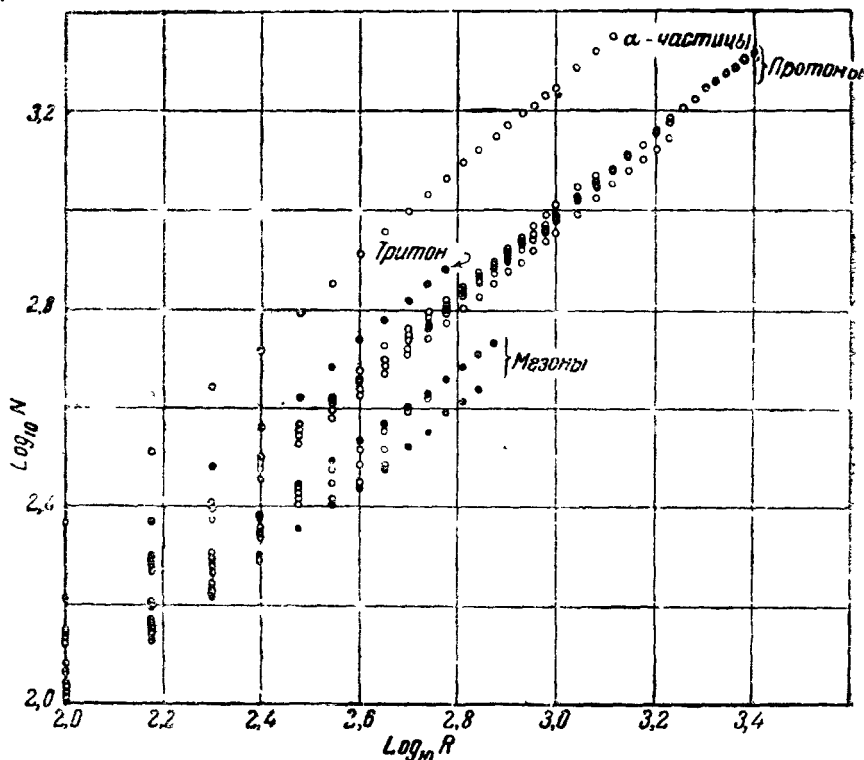


Рис. 4. Зависимость логарифма полного числа зёрен в треке от величины остаточного пробега R (в делениях шкалы). 1 деление шкалы = 0,85 микрона.

в эмульсии порядка 600 μ . Вероятность такого выгодного случая довольно мала и единственные наблюдаемые до сих пор случаи приведены в таблице I под №№ III и VIII. На рис. 1 приведена мозаика микрофотографий только части первого из этих случаев, так как длина следа μ -мезона в эмульсии превышает 1000 μ . Логарифмы числа зёрен в треках первичного и вторичного мезонов для этого случая в функции логарифма остаточного пробега представлены на рис. 5. Сравнивая те остаточные пробеги, для которых плотности зёрен в обоих треках одинаковы, можно определить отношение масс. Мы получили, таким образом, $m_\pi/m_\mu = 2,0$. Подобные

измерения для события № VIII дали значение 1,8. При обсуждении смысла полученного результата следует иметь в виду, что, кроме стандартных отклонений в числе сосчитанных зёрен, существуют и другие источники ошибок. Например, некоторые трудности возникают в результате того, что распределение галоидосеребряных

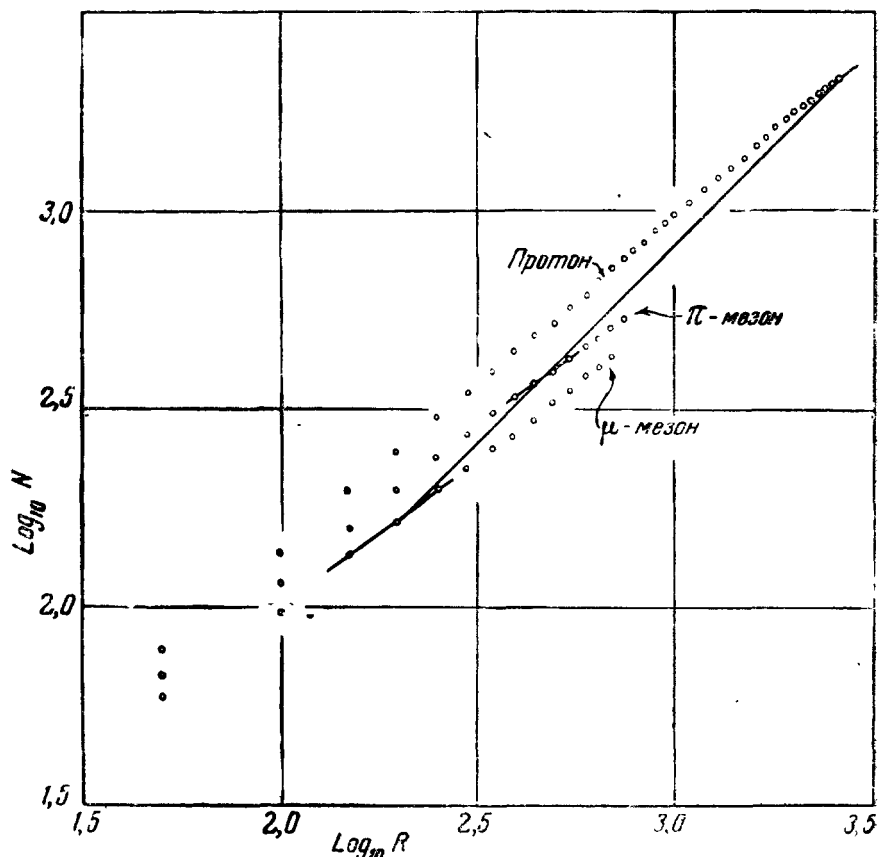


Рис. 5. Зависимость полного числа зёрен в треке от величины остаточного пробега R (в делениях шкалы). 1 деление шкалы = 0,85 микрона. Линия, идущая под 45°, пересекает кривые для мезонов и протона в точках одинаковой плотности зёрен.

зёрен в эмульсиях не вполне равномерное. Существуют «островки», в которых концентрация зёрен существенно выше или ниже, чем средние значения, причём эти отклонения значительно превышают отклонения, связанные со случайными флуктуациями. Измерения других случаев μ -распада существенно менее надёжны вследствие огра-

ниченности длины пути в эмульсии; они дают результаты, которые меньше приведённых. Мы считаем, однако, маловероятным, чтобы истинное отношение имело такую низкую величину, как 1,5.

Предыдущий результат имеет большое значение для интерпретации процесса μ -распада. Предположим, что он соответствует спонтанному распаду более тяжёлого π -мезона, причём импульс μ -мезона равен и противоположен по знаку импульсу испущенного фотона. Для любого заданного значения массы μ -мезона можно вычислить энергию вылета этой частицы по её наблюдаемому пробегу и отсюда определить её импульс. Это определяет импульс, а следовательно, и энергию испущенного фотона; масса π -мезона тогда следует из соотношения

$$c^2 m_\pi = c^2 m_\mu + E_\mu + h\nu.$$

Можно таким способом показать, что отношение m_π/m_μ меньше 1,45 для любого значения m_μ в интервале между 100 и 300 m_e , где m_e — масса электрона (см. табл. III). Подобный же результат получается, если предположить, что частица с малой массой, как, например, электрон или нейтрино, испускается в направлении, противоположном направлению вылета μ -мезона.

Таблица III

Предполагаемая масса m_μ в m_e	E (MeV)	$h\nu$ (MeV)	m_π	$\frac{m_\pi}{m_\mu} \pm 3\%$
100	3,0	17	$140m_e$	1,40
150	3,6	23	203	1,35
200	4,1	29	264	1,32
250	4,5	34	325	1,30
300	4,85	39	387	1,29

С другой стороны, если предположить, что равенство импульсов при μ -мезонном распаде обеспечивается в результате вылета нейтральной частицы с массой, равной массе μ -мезона, то вычисленное отношение оказывается равным примерно 2,1:1.

Наши предварительные измерения, следовательно, указывают на то, что нельзя рассматривать испускание вторичного мезона как результат процесса спонтанного распада первичной частицы, при котором сохранение импульса обеспечивается вылетом фотона или частицей с малой массой покоя. С другой стороны, полученные результаты совместимы с предположением, что испускается нейтраль-

ная частица с массой, примерно равной массе μ -мезона. Окончательное суждение станет возможным только после открытия новых случаев μ -распада, дающих благоприятные условия для определения числа зёрен.

II. ПРОИСХОЖДЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ МЕЗОНОВ

В первой части настоящей статьи мы показали, что существует два типа мезонов, и было выдвинуто предположение, что тяжёлые π -мезоны распадаются с испусканием более лёгких μ -мезонов. Во второй части мы обсудим происхождение медленных мезонов, наблюдаемых в фотографических пластинках, и их отношение к мезонам, составляющим проникающую компоненту космических лучей, для которых имеются данные камер Вильсона и счётчиков. Мы также приведём микрофотографии, которые показывают, что часть медленных мезонов, испускаемых ядрами при «взрывном расщеплении», может проникнуть в другие ядра и вызвать их вторичное расщепление. Большинство пластинок, экспонированных на высоте в 5500 м, имело эмульсию с примесью бора и, в основном, рассмотрены пластинки именно этого типа. Природа примешанного материала существенно влияет на скорость разрушения скрытого изображения, но благодаря вышеописанной процедуре удаётся сравнивать результаты опытов на различных высотах.

Расщепления, вызванные мезонами

Из 644 мезонов, остановившихся в наших эмульсиях, 145 привели к образованию вторичных частиц. В 40 случаях характеристики трека вторичной частицы указывают, что она является мезоном. Мы поэтому считаем, что эти случаи были вызваны распадом π -мезонов, хотя в некоторых случаях длина пробега вторичной частицы слишком мала, чтобы можно было ручаться за точность идентификации. В остальных 105 случаях мезоны производят расщепления с испусканием тяжёлой частицы. Ещё раньше нами были опубликованы фотографии таких расщеплений; на рис. 6 показан случай с испусканием одиночного протона. Хотя нет доказательств, что они все одного типа, всё же будет удобно обозначать условно все медленно движущиеся мезоны, вызывающие ядерные расщепления, как σ -мезоны. Так как характерное ядерное взаимодействие между мезонами и нуклеонами можно считать эффективным только на малых расстояниях и так как кулоновское отталкивание препятствовало бы медленному положительному мезону приблизиться к ядру, мы считаем, что наблюденные расщепления, вызванные σ -мезонами, указывают на отрицательный заряд последних. В другом параграфе будет показано, что некоторые данные указывают, что π -мезоны и, по крайней мере, часть σ -мезонов представляют собой соответственно положительно и отрицательно заряженные частицы одного типа.

На рис. 7 показана относительная частота появления расщеплений с различным числом вылетающих тяжёлых заряженных частиц, причём считается, что расщепления созданы мезонами. В. Гейтлер заметил, что наблюдаемые случаи, вероятно, не представляют всех случаев расщеплений, в действительности вызванных медленными мезонами на рассматриваемом участке пластинки. В некоторых случаях, например, одиночный быстрый нейтрон может появиться в результате взаимодействия отрицательного мезона с протоном ядра. Далее, по тем

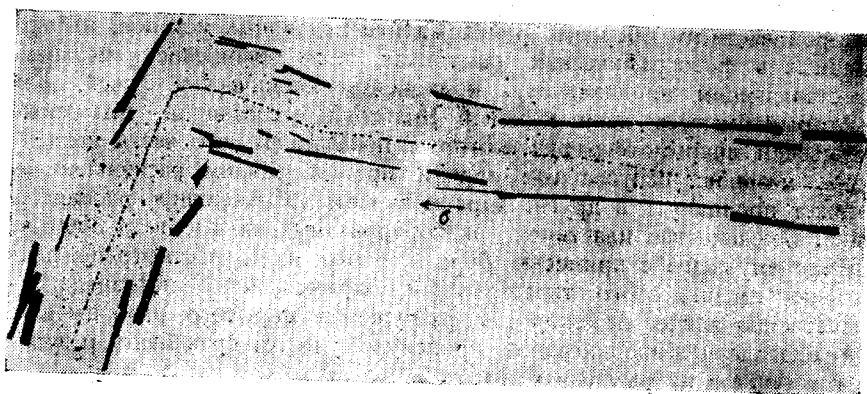


Рис. 6. σ -мезон, останавливаясь, приводит к расщеплению с вылетом одиночной, сильно ионизирующей частицы, вероятно протона.

же причинам, что и рассмотренные ниже, мы, вероятно, иногда не замечаем одиночных быстрых протонов, вылетающих из ядра, вследствие большого угла наклона трека по отношению к плоскости эмульсии.

Интересно сравнить распределение, показанное на рис. 7, с результатами, полученными Гарднером², который изучал расщепления, вызванные в фотографических эмульсиях дейтонами, ускоренными в 184-дюймовом синхро-циклотроне. В этих опытах обычно наблюдались расщепления с испусканием двух, трёх или четырёх заряженных частиц; только в немногих случаях вылетают пять заряженных частиц. Наши результаты поэтому совместимы в этом отношении с той точкой зрения, что поглощение π -мезона иногда приводит к выделению из ядра количества энергии, соответствующего массе покоя частицы порядка $400 m_e$.

Полное число следов мезонов в эмульсии

При обсуждении вопроса о происхождении мезонов, наблюдаемых в наших опытах, важно определить частоту появления различных типов их, и для этой цели мы не можем использовать число наблюдаемых треков без соответствующих поправок. Если наклон трека

велик и если длина его проекции на плоскость эмульсии меньше 50 μ , есть некоторая вероятность, что он не будет замечен или же не будет достаточных оснований считать его следом мезона. Некоторая доля мезонов, следовательно, не будет сосчитана. Эта «потеря» треков будет не одинаково влиять на наблюдения мезонов различных типов. В случае σ -мезонов, например, наблюдение треков облегчается существованием вторичных частиц от расщеплений, которые привлекают внимание исследователя к данному событию. Аналогично, в тех случаях, когда π -мезоны создают μ -мезоны, останавливающиеся в эмульсии, наблюдение трека μ -мезона обеспечивает возможность наблюдения первичного π -мезона, хотя этот трек и короткий.

Чтобы преодолеть эти трудности, мы поступаем следующим образом. На рис. 8 изображено распределение длин проекций на плоскость эмульсии треков тех мезонов, которые останавливаются без образования вторичных тяжёлых частиц.

Эти результаты получены с 50- μ пластинками с примесью бора, экспонированными на Пик дю Миди.

Простые геометрические соображения позволяют сравнить распределение на рис. 8 с тем распределением, которое следовало бы ожидать, если бы все без исключения треки наблюдались в данном объёме эмульсии.

Мы будем предполагать, что треки прямолинейны и пробеги частиц бесконечно велики, а также, что положения концов и направления треков беспорядочно распределены. Тогда легко показать, что число треков $N(t) \delta t$, длины проекций которых лежат в интервале $t, t + \delta t$, даётся соотношением

$$N(t) \delta t = \frac{\Sigma N_0}{d} \left(1 + \frac{t}{(d^2 + t^2)^{3/2}} \right) \delta t \dots, \quad (1)$$

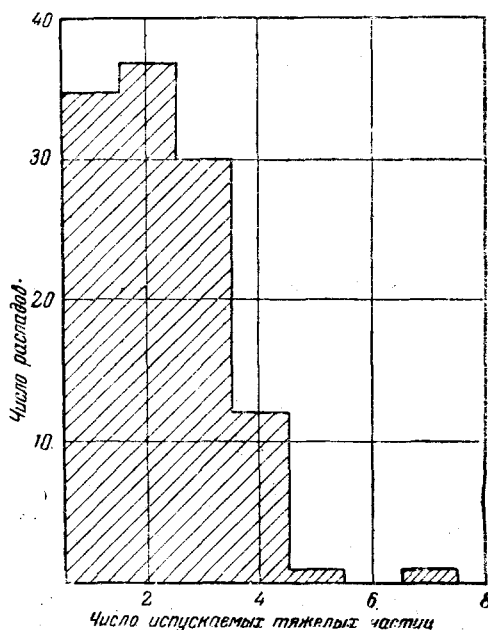


Рис. 7. Относительная частота созданных мезонами расщеплений, в которых испускаются N заряженных тяжёлых частиц.

где ΣN_0 — полное число треков в рассматриваемом участке и d — толщина эмульсии. Далее, число треков ΣN_t , проекции которых

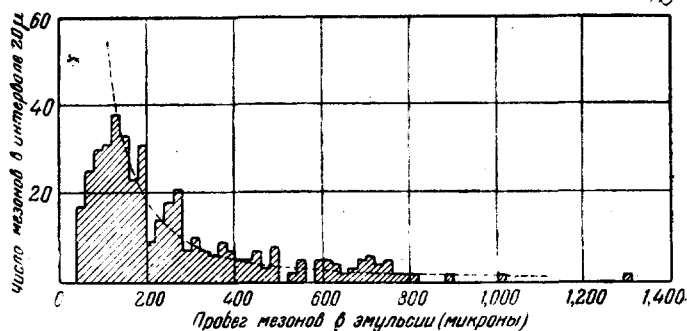


Рис. 8. Гистограмма, дающая распределение наблюдаемых длин проекций мезонных треков на поверхность эмульсии. Пунктирная линия показывает ожидаемое распределение в предположении, что треки прямолинейны.

больше t , связано с полным числом треков ΣN_0 уравнением

$$\Sigma N_t = \Sigma N_0 [(d^2 + t^2)^{1/2} - t] \dots \quad (2)$$

Из уравнения (2) можно вычислить величину ΣN_0 по наблюдаемым значениям ΣN_t , соответствующим измерениям, представленным на рис. 8; результаты показаны в таблице IV.

Таблица IV

Эмульсии типа С-2 с примесью бора. Мезонные треки без вторичных тяжёлых частиц. Экспозиция 40 дней на Пик дю Миди. Полный объём исследованной эмульсии $3,5 \text{ см}^3$.

t (μ)	ΣN_t	ΣN_0	Число мезонов в 1 см^3 в день
400	42,5	679 ± 104	5,7
300	62	748 ± 95	
200	96,5	783 ± 77	
100	185,5	795 ± 58	
80	199,5	709 ± 49	
60	212	569 ± 41	
40	224	465 ± 31	

Пунктирная линия на рис. 8 вычислена с помощью уравнения (1) для 795 мезонов, оканчивающихся в эмульсии. Из рисунка

и таблицы IV видно, что результаты совместимы с предположением, что никакие мезонные треки этого класса, с длиной проекции, превышающей 100 μ , не остаются незамеченными. С другой стороны, для более коротких треков существуют серьезные «потери». Мы, таким образом, можем предположить, что полное число треков в эмульсии можно определить из наблюдений над треками, для которых l больше 100 μ ; при этом мы используем результат $\Sigma N_0 = 795$, полученный на основе величины ΣN_{100} , как наиболее надёжное значение. Это число включает в себя те треки π -мезонов, для которых не были замечены треки вторичных мезонов и также любые σ -мезоны, которые производят расщепления без видимых вторичных частиц.

Из подобных наблюдений над σ -мезонами, приводящими к видимым расщеплениям, мы заключаем, что полное число таких частиц на измеренной площади эмульсии равняется 122 ± 20 и, следовательно, полное число медленных мезонов всех типов равняется 917 ± 70 .

Число π -мезонов

Анализ предыдущего параграфа также может быть применён для определения полного числа π -мезонов в эмульсии. Так, в пластинках с бором, экспонированных на Пик дю Миди, мы наблюдали шесть треков π -мезонов, для которых длина трека вторичного μ -мезона превышает 500 μ . Используя уравнение (2), мы находим, что эта цифра соответствует появлению 120 ± 50 событий этого класса в изученной площади эмульсии. Во многих из этих случаев трек μ -мезона будет очень коротким, и он останется незамеченным, так же как и трек связанного с ним π -мезона. Полное число случаев, выведенное нами, необходимо сравнивать, следовательно, с полным числом мезонов, равным 917, потому что, как мы видели, рассмотрение треков тех μ -мезонов, для которых длина трека больше 500 μ , гарантирует, что мы обнаружим след первичного π -мезона, как бы мал ни был его пробег в эмульсии.

Другую оценку числа π -мезонов можно получить из тех наблюдаемых случаев, для которых вторичный μ -мезон имеет ограниченный пробег в эмульсии. Полученный таким образом результат равняется 115 ± 20 , каковое значение не сильно отличается от значения, полученного первым способом. Комбинируя оба результата, мы получаем для числа π -мезонов значение 117 ± 20 .

Относительное число медленных мезонов различных типов на 2800 м и 5500 м над уровнем моря

Из 917 медленных мезонов, которые, как мы предполагаем, должны находиться в измеренной площади эмульсии пластинок, экспонированных на Пик дю Миди, мы видели, что 122 ± 20 должны быть приписаны σ -мезонам и 117 ± 20 π -мезонам. Примерно равное число

μ -мезонов от распада π -мезонов, остановившихся в стекле или другом веществе в непосредственной окрестности эмульсии, будут оканчиваться в эмульсии. Эти результаты сведены в таблице V и показывают, что происхождение примерно одной трети всех наблюденных мезонов можно объяснить, как π - и σ -мезоны, остановленные в измерительных пластинках, и как μ -мезоны, возникающие при их распаде. Остальные треки, если не считать малого числа, возможно обусловленного расщеплениями, вызванными σ -мезонами с испусканием нейтронов, остаются необъясненными.

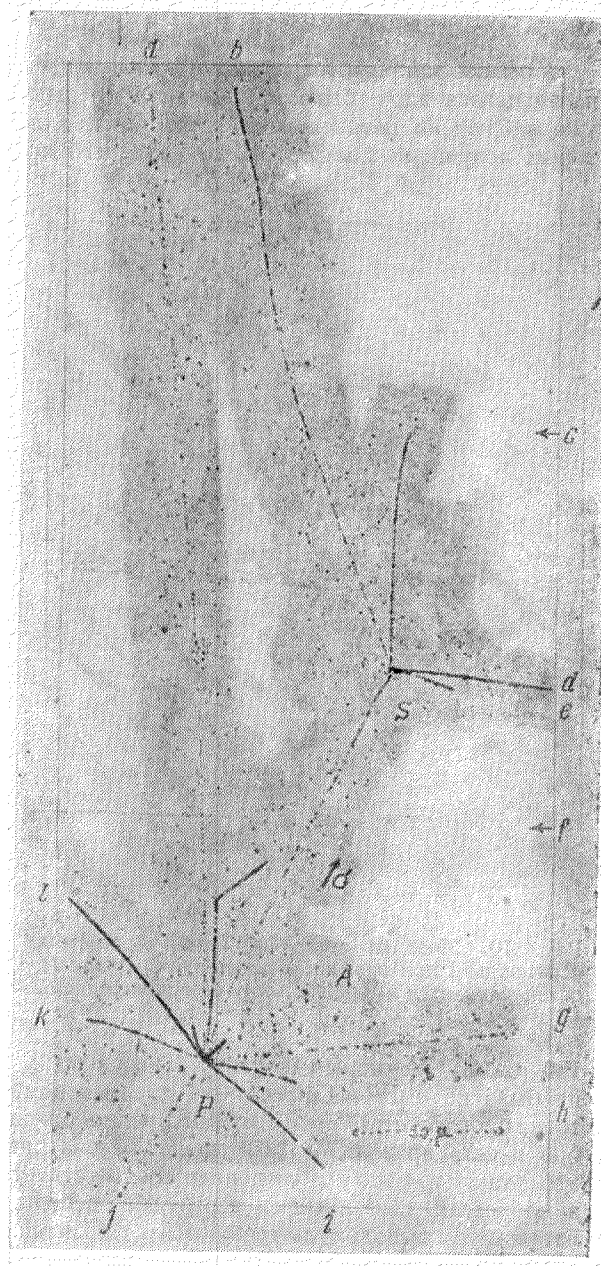
Очень похожие результаты были получены с пластинками, экспонированными на высоте 5500 м; соответствующие цифры приведены в таблице V. Эти результаты показывают, что в распределении наблюденных на разных высотах мезонов по классам нет существенной разницы. Однако в условиях экспозиции на обеих высотах имелись различия; кроме того, время между экспозицией и проявлением также было разным в обоих случаях. Мы поэтому не можем быть вполне уверенными в правильности абсолютных интенсивностей, данных в таблице.

Таблица V

Сводка результатов, полученных при рассмотрении эмульсий с бором, экспонированных 40 дней на Пик дю Миди (2800 м) и в Коха-бальба в Боливии (5500 м). Толщина эмульсии на 2800 м равна 50 μ . Исследованный объем эмульсии — 3 см^3 . Толщина эмульсии на 5500 м равна 100 μ ; исследованный объем эмульсии — 1,1 см^3

	На 2800 м		На 5500 м	
	Оцененное полное число	Число в 1 см^3 в день	Оцененное полное число	Число в 1 см^3 в день
Мезоны всех типов	917 ± 70	$6,5 \pm 0,5$	269 ± 25	$6,1 \pm 0,6$
(а) π -мезоны	117 ± 20	$0,8 \pm 0,2$	40 ± 20	$0,9 \pm 0,5$
(б) σ -мезоны	122 ± 20	$0,9 \pm 0,2$	46 ± 9	$1,0 \pm 0,2$
(в) μ -мезоны от распада остановившихся π -мезонов	117 ± 20	$0,8 \pm 0,2$	40 ± 20	$0,9 \pm 0,5$
(г) Не классифицированные	561 ± 100	$4,0 \pm 0,7$	143 ± 40	$3,3 \pm 0,9$
(д) Число ядерных расщеплений с 5 или больше заряженными частицами	—	10,5	—	—
(е) Полное число наблюденных π - и σ -мезонов	—	$1,7 \pm 0,5$	—	—
(ж) Оцененное число медленных мезонов, возникающих в расщеплениях в пластинках установки	—	$0,6 \pm 0,3$	—	—

Рис. 9. Мозаика микрофотографий. σ -мезон, испущенный при взрывном расщеплении ядра P , в конце своего пробега создаёт второе расщепление S . Треки, обозначенные „b“, „c“ и „k“, обусловлены протонами, которые останавливаются в эмульсии. Большинство других треков оканчивается на одной из поверхностей эмульсии.



Вылет мезонов из расщеплённых ядер

Мозаика микрофотографий, показывающая вылет мезона из распадающегося ядра, была приведена в предыдущем сообщении. Нами уже наблюдалось пять случаев этого рода, включая два случая, в которых испущенный мезон на конце своего пробега вызывает расщепление ядра. Микрофотографии этих двух событий показаны на рис. 9 и 10, причём число заряженных частиц из вторичных «звёзд» равно соответственно 4 и 2. По терминологии, употребляемой в настоящей статье, можно сказать, что эти два события доказывают, что σ -мезоны могут быть созданы при расщеплении ядер частицами высокой энергии, имеющимися в космических лучах.

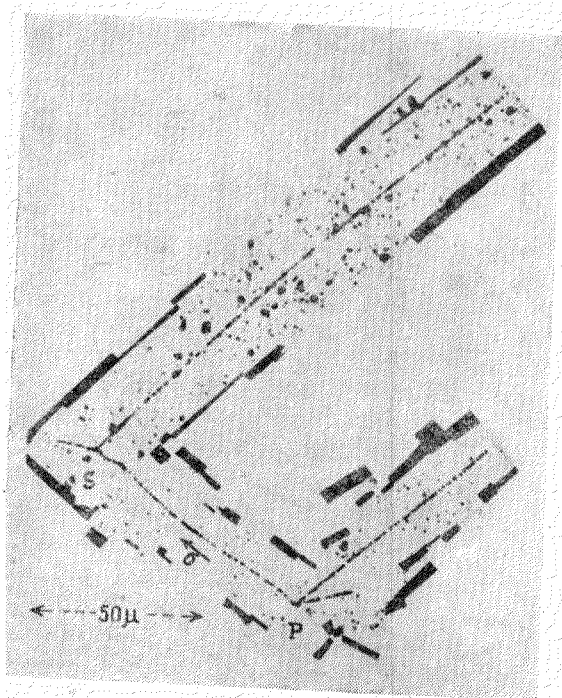


Рис. 10. Мозаика микрофотографий. σ -мезон, испущенный при взрывном расщеплении ядра P, останавливается и создаёт второе расщепление S.

Мы также наблюдали случай, когда один из испущенных мезонов на конце своего пробега приводит к образованию одиночной быстрой вторичной частицы. В этом случае длина следа вторичной частицы в эмульсии до перехода в стекло была всего

150 μ . Мы не можем поэтому утверждать, что вторичная частица была не быстрым протоном, а μ -мезоном, хотя плотность зёрен трека согласуется с последним предположением и на наш взгляд оно и есть правильное объяснение рассматриваемого события. Если это так, то это наблюдение соответствует генерации π -мезонов в процессах, связанных со взрывным расщеплением ядер. Для окончательных выводов потребуются дальнейшие наблюдения. Если наш настоящий взгляд правильный, мы должны ожидать появления таких случаев распада испущенного π -мезона, для которых вто-

ричная частица остановится в эмульсии после прохождения пути примерно в 600 μ .

Два из пяти мезонов, испущенных при взрывном расщеплении ядер, остановились без образования вторичных частиц с видимыми треками. Мы видели, что σ^- и, возможно, π^- -мезоны могут образоваться при взрывном расщеплении; возникает важный вопрос, могут ли мезоны других типов, например, μ^- -мезоны, тоже возникать в таких процессах. Мы считаем, что наши данные недостаточны для ответа на этот вопрос. Два рассматриваемых испущенных мезона остановились около поверхности эмульсии. Если бы они были π^- -мезонами, вероятность обнаружить трек соответствующего μ^- -мезона, в случае его существования, была бы меньше 0,5.

Образование мезона требует, предположим, энергию порядка 100 MeV. Как мы уже подчёркивали, вероятность испускания такой частицы с кинетической энергией порядка нескольких MeV должна быть мала. Далее, можно надеяться идентифицировать такой мезон только в том случае, если он будет испущен в направлении, почти параллельном поверхности эмульсии. Новые наблюдения, таким образом, говорят в пользу той точки зрения, что испускание мезонов обычно связано со взрывным расщеплением ядер. Вероятность наблюдать два медленных мезона, вылетающих из одного и того же ядра, должна быть мала, даже если образование сразу нескольких мезонов в результате взаимодействия быстрой частицы с ядром происходит, как многие считают, довольно часто.

Происхождение медленных мезонов

Нами наблюдалось уже 4000 случаев взрывных расщеплений ядер (в пластинках, экспонированных на высоте в 2800 м), для которых полное количество выделяемой энергии, судя по числу вылетающих заряженных частиц и их пробегам, больше чем энергия, выделяемая в подобных событиях, сопровождаемых испусканием медленных мезонов. В толще твёрдого вещества, например того, которое образует коробку для фотографических пластинок, будут возникать ядерные взрывы, сопровождаемые испусканием медленных мезонов. Часть из этих мезонов остановится в эмульсии фотопластинки. Представляет большой интерес определить, какую долю наблюдаемых нами мезонов можно приписать таким процессам.

Для первого приближения можно считать, что в твёрдом веществе останутся те из испущенных мезонов, пробеги которых меньше линейных размеров рассматриваемой массы. Далее, концы мезонных треков будут распределены в массе твёрдого вещества случайно и их плотность будет равняться плотности первичных ядерных взрывов. Мы оцениваем энергию мезона, необходимую для прохождения слоя твёрдого вещества, окружавшего наши пластинки при экспозиции, примерно в 50 MeV. Мезоны, вылетающие с меньшей энергией,

остановятся в эмульсии или стекле, мезоны же с большей энергией можно считать уходящими вообще.

В пластинках, экспонированных на Пик дю Миди, мы наблюдали 4 расщепления, для которых энергия испущенного мезона лежала между 1 и 3 MeV. Учитывая ещё и геометрию, можно оценить, что это число соответствует по крайней мере 12 случаям этого типа, происходящим в рассматриваемом объёме эмульсии; остальные же не были обнаружены из-за больших углов наклона треков мезонов. Если мы допустим, что энергии испущенных мезонов распределены беспорядочно между 0 и 50 MeV с равной вероятностью, то ожидаемое число мезонов с энергиями между 1 и 3 MeV будет соответствовать появлению в наших эмульсиях мезонов в конце своего пробега в количестве $0,6 \pm 0,3$ в 1 см^3 в день. Эта оценка основана на некоторых величинах, которые точно неизвестны, но согласие, по порядку величины, с числом π - и σ -мезонов всё же замечательно. Это говорит в пользу того взгляда, что значительная часть наблюдаемых мезонов этого типа создаётся в локально генерируемых расщеплениях. Наблюдения недостаточно точны, чтобы дать нам возможность определить долю π - и σ -мезонов, которые должны быть приписаны аналогичным процессам в веществе, окружающем пластинки во время экспозиции и удалённом от пластинок на расстояние в несколько метров; этот вопрос особенно интересен в связи с вопросом об определении времени жизни этих мезонов.

Интерпретация наблюдений

Вследствие сложности явления и ограниченного числа наблюдаемых нами треков различных типов мезонов, мы не можем делать окончательных выводов относительно многих вопросов, возникающих в результате наших наблюдений. Мы тем не менее рассмотрели ряд возможных интерпретаций настоящих опытов и опытов с камерами Вильсона или счётчиками. Следующая рабочая гипотеза является простейшей из рассмотренных нами гипотез, позволяющих учесть все основные экспериментальные результаты без серьёзных противоречий.

Мы предполагаем, что π - и большинство σ -мезонов являются соответственно положительными и отрицательными частицами одинакового типа, образованными в процессах, связанных со взрывным расщеплением ядер вроде тех, которые наблюдаются нами. Положительные π -мезоны подвергаются μ -распаду и образуют μ -мезоны, о судьбе которых наши данные ничего не говорят. С другой стороны, отрицательные π -мезоны, которые в наших опытах фигурируют как σ -мезоны, захватываются ядрами и создают расщепления с испусканием тяжёлых частиц. Эта гипотеза позволяет нам объяснить примерное равенство числа π - и σ -мезонов, которое можно вывести из наших наблюдений и также тот факт, что относительная частота появления мезонов различных типов не меняется заметным образом с высотой.

Далее, так как те частицы, которые создаются при распаде остановившихся π -мезонов, рассматриваются как обладающие положительным зарядом, надо ожидать, в соответствии с наблюдениями, что они не будут реагировать с ядрами и создавать расщепления с испусканием тяжёлых частиц.

Остаётся объяснить происхождение тех мезонов, которые не являются ни π -, ни σ -мезонами и которые не могут быть приписаны μ -мезонам, возникающим при распаде π -мезонов, остановившихся в установке из фотопластинок. Мы их приписываем μ -мезонам, возникающим в результате распада движущихся положительных и отрицательных π -мезонов, генерируемых в ядерных процессах, которые происходят на некотором расстоянии от установки. В таком предположении наши наблюдения могут быть уложены в простую непротиворечивую схему, во многих отношениях подобную схемам, предложенным другими авторами³.

Если предлагаемая точка зрения правильна, мы сможем приписать проникающую компоненту, наблюдаемую на уровне моря, частицам такого же типа, как и μ -мезоны, образованные π -мезонами с большой энергией, возникшими в высоких слоях атмосферы и распавшимися при полёте. Можно считать, что эти μ -мезоны имеют как положительный, так и отрицательный заряд. Если принять общие выводы, обычно делаемые на основе опытов по запаздывающим совпадениям, то мы должны ожидать, что те отрицательные μ -мезоны, которые останавливаются в зерне пластинки, должны захватываться тяжёлыми ядрами. С другой стороны, те мезоны, которые останавливаются в желатине, должны подвергаться β -распаду. В настоящее время невозможно точно определить относительную вероятность этих двух процессов, так как для этого требуется знание атомных тормозных способностей различных компонент эмульсии для интервала энергий ~ 20 KeV; соответствующих измерений в этой области энергии, однако, нет. Далее, Фрейлих обратил наше внимание на то обстоятельство, что кривая зависимости пробега от энергии будет различной для положительных и отрицательных мезонов, так как последние не захватывают и не теряют электронов при прохождении через эмульсию. Грубые оценки показывают, однако, что вероятность остановки мезона в желатине примерно в два раза больше вероятности его остановки в галоидосеребряном зерне. При этих допущениях мезоны в строке (г) таблицы V составляют примерно пять шестых таких μ -мезонов, которые останавливаются в эмульсии; оставшаяся шестая часть взаимодействует с ядрами. Если мы допустим, что эти последние мезоны, как и отрицательные π -мезоны, приводят к расщеплениям с испусканием тяжёлых частиц, то они будут причислены к σ -мезонам. В камерах Вильсона, однако, не наблюдались случаи расщепления медленными мезонами на уровне моря. Возможно, поэтому, что взаимодействие отрицательных μ -мезонов с ядрами приводит к процессу, отличному от расщепления, вызываемого σ -мезонами.

Если принять предложенную выше точку зрения, то остаётся объяснить, почему отрицательные π -мезоны, несмотря на малое время жизни, приписываемое им, подвергаются ядерному захвату как в желатине, так и в бромистом серебре, в то время как отрицательные μ -мезоны, которые, по предположению, имеют больший период жизни, подвергаются β -распаду до захвата лёгкими ядрами. Эту трудность мы сможем разрешить, только допустив, что время, необходимое отрицательному мезону для приближения к ядру, меньше чем время жизни обоих типов мезонов. В настоящее время величина этого промежутка времени всё ещё дискутируется. Если, однако, допустить, что близкое прохождение около ядра может произойти раньше распада мезона, независимо от типа последнего, то необходимо будет далее допустить, что взаимодействие μ -мезонов с нуклеонами гораздо слабее, чем у π -мезонов. Если генетическая связь между различными типами частиц описана нами правильно, т. е. π -мезоны распадаются с образованием μ -мезонов, которые, в свою очередь, испускают β -частицы, ответственные за запаздывающие совпадения, — то из опытов со счётчиками следует, что сумма времён жизни π - и μ -мезонов должна равняться $2 \cdot 10^{-6}$ сек. Единственные имеющиеся данные, относящиеся к константам распада обоих типов в отдельности, получаются из того факта, что время полёта π - и μ -мезонов в наших эмульсиях порядка 10^{-11} сек. Следовательно, время жизни обоих типов во всяком случае больше этого значения.

Предположим, в виде одной возможности, что время жизни π -мезона равняется $2 \cdot 10^{-6}$ сек, а для μ -мезонов оно гораздо меньше. Тогда большинство мезонов космических лучей на уровне моря, наблюдаемых с помощью счётчиков или в камерах Вильсона, необходимо приписать π -мезонам. В этом случае, чтобы не нарушать согласия с опытами по запаздывающим совпадениям, мы должны предположить, что те отрицательные π -мезоны, которые останавливаются в желатине, испытывают μ -распад, в то время как те, которые остановились в зёрнах бромистого серебра, производят расщепления. Это заставляет нас ожидать появления в 5 раз больше π -мезонов, чем μ -мезонов. Далее, по этой гипотезе часть отрицательных π -мезонов будет испытывать μ -распад, испуская отрицательные μ -мезоны, которые могут взаимодействовать с ядром. Чтобы объяснить отсутствие расщеплений от наблюдаемых нами одиннадцати мезонов, которые безусловно появились в результате μ -распада, и часть из которых мы должны считать отрицательно заряженными, необходимо или приписать им достаточно малое время жизни или же предположить, что они не реагируют с нуклеонами.

Если и устраняются вышеупомянутые трудности, то всё же остаются два серьёзных возражения этой гипотезе. Во-первых, вопреки опыту, следовало бы заметить μ -распад мезонов в камерах Вильсона. Во-вторых, в настоящее время мы не можем предложить объяснение противоречия между слабым взаимодействием мезонов с нуклеонами

на уровне моря, которое вытекает из опытов по запаздывающим совпадениям и опытов других типов, и фактом наблюдаемой генерации τ -мезонов. Ввиду этих значительных трудностей мы отвергаем вторую гипотезу в пользу первого допущения, что π -мезоны имеют малое время жизни и сильно взаимодействуют с нуклеонами.

Мы уже подчёркивали, что на современной стадии наших знаний не представляется возможным делать окончательные выводы. На самом деле, очень вероятно, что обсуждаемые явления гораздо более сложны, чем мы это представляли здесь. Следовательно, важно продолжить наблюдения, чтобы уменьшить статистические ошибки и также, чтобы всякими возможными способами определить массу мезонов различных типов. В этой связи можно отметить, что большое число имеющихся в настоящее время треков позволяет применять статистические методы. Таким образом π - и μ -мезоны, вероятно, составляют отдельные классы; поэтому будет возможно произвести статистическое изучение рассеяния частиц при их прохождении через эмульсию с целью определения их массы. Возможно, что σ -мезоны, которые, как мы предполагаем, состоят в основном из отрицательных π -мезонов, также содержат некоторое число отрицательных μ -мезонов. Однако, в этом случае статистическое изучение рассеяния на малые углы также позволило бы решить этот вопрос и доказать, имеют ли большинство σ -мезонов ту же массу, что и π -мезоны или нет. Такие исследования, а также опыты для определения времени жизни π -и σ -мезонов проводятся в настоящее время.

Выводы

Мы можем резюмировать наши результаты следующим образом. Мы считаем, что наши наблюдения устанавливают:

- 1) что существует 2 типа мезонов, обозначаемых нами как π - и μ -мезоны и обладающих разными массами;
- 2) в согласии с наблюдениями Перкинса, что часть медленных мезонов может проникнуть в ядра и образовать расщепления с испусканием тяжёлых частиц, мы считаем, что эти мезоны отрицательно заряжены и условно их называем σ -мезонами; наконец,
- 3) что σ -и, возможно, π -мезоны могут создаваться в процессах, связанных со взрывным расщеплением ядер.

Наши наблюдения указывают:

- 4) что π - и значительная доля σ -мезонов суть, соответственно, положительно и отрицательно заряженные частицы одного типа, которые сильно взаимодействуют с нуклеонами, причём отрицательно заряженные мезоны захватываются и лёгкими и тяжёлыми ядрами с образованием расщеплений, сопровождаемых испусканием тяжёлых частиц;
- 5) что более тяжёлые π -мезоны испытывают спонтанный распад, сопровождаемый испусканием более лёгких μ -мезонов; в этом процессе распада импульс μ -мезона компенсируется импульсом нейтральной частицы примерно той же массы.

Кроме того, основные черты настоящих экспериментальных результатов и результат, полученный в опытах по запаздывающим совпадениям и-в камерах Вильсона, могут быть объяснены в предположении, что

б) большая часть мезонов, наблюдаемых на уровне моря, является μ -мезонами, образованными при распаде летящих π -мезонов, и

7) что время жизни положительных и отрицательных π -мезонов мало и лежит в интервале между 10^{-6} и 10^{-11} сек.

III. ГИПОТЕТИЧЕСКИ ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ НАД „ВТОРИЧНЫМИ МЕЗОНАМИ“

Латтес, Оккиалини и Поуэлл *) показали, что довольно часто мезоны космических лучей, останавливающиеся в эмульсии фотографической пластинки, создают вторичные мезоны с кинетической энергией порядка 4 MeV, не сопровождаемые другими видимыми частицами. Для интерпретации этого наблюдения, повидимому, требуется существование двух сортов мезонов, причём источник наблюдаемой кинетической энергии вторичной частицы лежит в разности масс обеих частиц. Ввиду важности этого заключения нами сделана попытка объяснить наблюдения каким-нибудь разумным процессом, не требующим введения новой элементарной частицы, а именно, таким процессом, в котором энергия получается из материала фотографической пластинки, а не от самого мезона. Ниже мы приводим доводы, которые позволяют довольно уверенно отрицать возможность существования таких процессов.

Мы приходим к выводу, что для элементов, существующих в достаточном количестве в эмульсии, ни один из следующих процессов не может обусловить выделение требуемого количества энергии.

1) Процессы β - или K -захвата: эти процессы неприемлемы из-за известных дефектов масс лёгких ядер и общих закономерностей для тяжёлых ядер, имеющих в эмульсии. В подобных процессах энергия должна выделяться (хотя и в количествах, недостаточных для объяснения опытов) для K^{40} , Rb^{87} , Lu^{176} , Os^{187} и для каждой из следующих пар: In^{113} , Cd^{113} ; Sn^{115} ; In^{115} ; Te^{128} , Sb^{123} ; ни один из этих элементов не присутствует в достаточном количестве. Невероятно, чтобы какое-нибудь естественное ядро обладало более устойчивым смежным изобаром, не обнаруженным ещё в природе.

2) Индуцированное испускание одиночных нуклонов: неприемлемо из-за известных дефектов масс лёгких ядер и общих закономерностей для более тяжёлых; в естественных ядрах такие процессы всегда поглощают энергию.

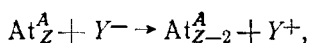
3) Индуцированное испускание α -частиц: исключено для лёгких ядер из-за известных дефектов масс. Вообще не исклю-

*) См. части I и II настоящей статьи. (Прим. ред.)

чено для тяжёлых ядер, так как дефекты масс не известны с достаточной точностью и по соотношению Гейгера-Нутталла время жизни источников α -частиц малой энергии слишком велико для его определения. Однако, если нет ядер тяжелее серебра, то энергии, превышающие 2 MeV, исключены на основе этого, так как они привели бы к спонтанному распаду с заметной скоростью. Кроме того, кулоновское отталкивание от ядра средней массы во всяком случае сообщило бы α -частице энергию, достаточную, чтобы частица оставила заметный след.

4) Индуцированное деление: и в этом случае кулоновское отталкивание заведомо создало бы видимый трек осколков деления; кроме того, крайне невероятно, чтобы мезон мог возбудить такой процесс, скажем в серебре, — единственном элементе, который имеет значение в смысле запасов энергии.

5) Процессы, сопровождаемые изменением заряда на 2 единицы, как, например,



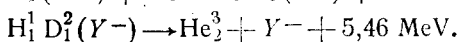
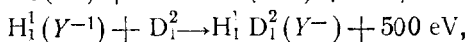
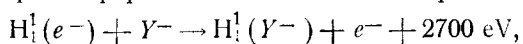
где Y^- и Y^+ обозначают отрицательный и положительный мезоны. Следует ожидать, что если этот процесс и происходит, то энергия должна выделяться примерно в половине ядер, имеющих стабильные изобары с зарядом, уменьшённым на две единицы. В случае перехода Zn^{64} в Ni^{64} измеренные дефекты массы дают выход энергии порядка $9,8 \pm 3$ MeV. Необходимые для этого процесса условия не удовлетворяются ни одним из ядер, имеющих в достаточном количестве в фотографической эмульсии, а именно, изотопами водорода, бора, углерода, азота, кислорода, серебра, брома, иода и серы; из них только S_{16}^{36} , являющаяся наиболее редким (0,016%) из изотопов серы, которая сама встречается только в незначительных количествах, имеет устойчивый изобар A_{18}^{36} . Он же требует, чтобы имел место обратный процесс, начинающийся с положительного мезона, что мало вероятно.

6) Индуцированный распад естественных устойчивых ядерных изомеров; это означало бы существование изомеров с временами жизни в 10^{12} раз большими и запасы энергии в 10 раз большие любых известных значений — весьма невероятное сочетание.

Этим, повидимому, исчерпываются возможности, связанные с деградацией ядер. С другой стороны, чтобы исключить процессы «синтеза» ядер, в которых протон добавляется к другому ядру, требуется более тщательное рассмотрение: почти все процессы этого рода экзотермические. Возможность таких процессов следует из особых свойств комбинации протон — отрицательный мезон, которую можно назвать мезонным атомом водорода или, если угодно, возбуждённым нейтроном.

Мезон, останавливающийся в эмульсии, теряет кинетическую энергию от, скажем, 100 000 eV до 2000 eV, что соответствует доле микрона. Это торможение может произойти в бромистом серебре или желатине со сравнимой вероятностью. В последнем случае он вероятнее всего окажется в окрестности протона, число которых превышает больше чем в два раза числа всех других ядер в желатине. Он должен, следовательно, сперва оказаться на водородоподобной орбите около протона. Результирующий компактный нейтральный атом (его радиус в «кулоновском нижнем состоянии» составит примерно $1/200$ боровского радиуса, — т. е. $2,6 \cdot 10^{-11}$ см и энергия связи будет примерно в 200 раз больше, чем у атома водорода т. е. 2700 eV) на расстояниях, превышающих 10^{-10} см, будет похож на медленный нейтрон. Он сможет легко проходить через электронное облако атомов и близко приблизиться к ядрам без кулоновского отталкивания. Действительно, поляризация мезонного атома в поле другого ядра должна привести к первоначальному притяжению.

Следующий шаг, вероятнее всего, должен заключаться в захвате мезона ядром более высокого заряда и в отталкивании протона. Однако также должна быть некоторая вероятность того, что протон будет захвачен и вылетит мезон. По крайней мере в одном случае, а именно, когда второе ядро представляет собой дейтон, вероятность второго процесса должна быть большой. В самом деле, аналогично молекулярному иону водорода H_2^+ , комбинация дейтона, протона и мезона должна быть устойчивой в отношении кулоновских взаимодействий при внутримолекулярных расстояниях $10^{-8}/200 = 5 \cdot 10^{-11}$ см. На таком расстоянии и при низком потенциальном барьере оба ядра должны легко соединиться, причём мезон приобретает кинетическую энергию в процессе, который можно назвать «внутренней конверсией». Таким образом формально можно ожидать реакции:



Весьма мало вероятно, чтобы малые количества дейтерия, имеющиеся в нормальной эмульсии, явились причиной наблюдаемых явлений. Соответствующий процесс, но со вторым протоном (с образованием дейтерия, так как He^2 неустойчив) требует испускания позитрона и нейтрино, которые уносили бы с собой основную часть имеющихся (и без того недостаточных) 1,43 MeV. Для тяжёлых ядер детали взаимодействия будут более сложными, так как, среди других обстоятельств, прилипание к молекулярному иону произойдёт только тогда, когда последний находится в возбуждённом состоянии.

Мезонный атом водорода будет притягиваться ко второму ядру благодаря поляризации. Некоторое количество энергии может идти на образование молекулярной комбинации в результате эффекта Оже,

который перестаёт действовать, когда ядро и мезон сблизятся на расстояние, значительно меньшее радиуса K -оболочки для электронов. Эта комбинация диссоциирует, когда мезон, в результате радиационного перехода, падает на уровень, на котором он оказывается концентрированным вокруг ядра с большим зарядом. Время этого перехода должно быть порядка $(\hbar c/e^2)(\lambda/r)^2(1/\omega)$, что составляет примерно $10^8 Z^{-2}$ периодов испущенного излучения (как и в водородоподобных спектрах) независимо от того, рассматриваем ли мы мезоны или электроны. Характеристическая частота должна быть в 200 раз больше частоты соответствующего электронного спектра, т. е. например, $10^{18} Z^2$, а частота молекулярных колебаний в $200^{1/2}$ раз больше частоты в случае электронной связи атомов водорода, т. е. примерно $3 \cdot 10^{17}$. Мы отсюда оцениваем, что время жизни в связанном состоянии должно быть порядка $10^{-10} Z^{-4}$ сек или примерно $3 \cdot 10^7 Z^{-4}$ периодов колебаний мезонного молекулярного иона.

Потенциальный барьер, который должен быть преодолен протоном, простирается от некоторого расстояния между ядрами в возбужденном молекулярном ионе (r_1) до расстояния, при котором ядра соприкасаются (r_0). В этом интервале расстояний мезон всё ещё даёт некоторое экранирование и мы принимаем поэтому, что потенциальная энергия $E = (Z-1)e^2/r$. Мы считаем r_1 равным тому расстоянию, при котором поляризующее действие второго ядра на мезонный водород (которое мы рассматриваем как линейную функцию напряженности поля) создаёт эквивалентное смещение мезона, равное его боровскому радиусу, $a_Y = 2,6 \times 10^{-11}$ см. Таким образом

$r_1 = 3a_Y \sqrt{Z/r} = 5,5 \times 10^{-11} Z^{1/2}$ см. Для r_0 нами взято значение $1,45 \times 10^{-13} (A^{1/2} + 1)$ см, где A — массовое число второго ядра. Следовательно, если мы напишем $\lambda^* = \hbar \sqrt{2M(E-E_0)}$ (M — масса протона) и пренебрежём первоначальной кинетической энергией E_0 , прозрачность барьера для протонной волны должна быть порядка

$$\exp \left\{ - \pi \int_{r_0}^{r_1} (1/\lambda^*) dr \right\} = \exp \left\{ - \frac{2\pi e \sqrt{2M(Z-1)}}{\hbar} (r_1^{1/2} - r_0^{1/2}) \right\} = \\ = \exp \left\{ - 3,33 \sqrt{Z-1} (7,4 Z^{1/4} - 0,4 \sqrt{A^{1/2} + 1}) \right\},$$

что равняется примерно 10^{-27} для B_3^{11} . Это выражение, которое вообще довольно неточно, например из-за неопределённости r_1 , даёт вероятность того, что при падении одного протона последний пройдёт через барьер. Умножая на число колебаний до диссоциации, мы найдём, что вероятность проникновения перед диссоциацией будет в этом случае 10^{-21} . Этот результат может отличаться от истинного значения на несколько порядков, но всё же остаётся тот результат, что если взятая модель вообще в какой-либо мере соответствует истинному положению вещей, то вероятность проникновения ничтожна для всех ядер, исключая дейтон. Для последнего подобный расчёт при

пренебрежении внутренним экранированием, т. е. когда вместо $Z=1$ берётся 1, даёт вероятность проникновения, равную 10^{-9} на колебание, так что прохождение может произойти примерно в 10^{-8} сек.

Специфические силы мезона здесь не учитывались. Существует очевидная возможность, что мезон будет подвергнут ядерному захвату или уничтожению, прежде чем оба ядра смогут взаимодействовать; эта вероятность, однако, уменьшается тем, что за всё время, необходимое для этого процесса, мезон находится в возбуждённых состояниях. Если, с другой стороны, мезонные силы приводят к некоторому более близкому союзу протона с мезоном, чем рассмотренный нами (отличный от нейтрона), то он вполне сможет взаимодействовать с любым ядром.

Для насыщенных ядер C_6^{12} и O_8^{16} энергия прилипания протона мала (соответственно 1,96 и 0,51 MeV). Для почти-всех других ядер она порядка 5 MeV или больше. Следующее наиболее часто встречающееся ядро в желатине есть N_7^{14} , которое даёт 7,3 MeV, что было бы достаточно для объяснения опытов, если бы образовалось O_8^{15} с возбуждением порядка 3,5 MeV. Бор также присутствовал в этих эмульсиях и мог бы дать больше чем нужное количество энергии путём прилипания протонов, но в этом случае наиболее вероятные реакции проходят с испусканием α -частиц.

Этот процесс во всяком случае может быть отвергнут статистически. Из общего количества в 380 мезонов, остановившихся в эмульсии, четыре вторичных мезона имели треки длиной по крайней мере в 50 μ внутри 50 μ эмульсии и с хорошо согласующимися между собой выходами энергии. Геометрические соображения показывают, что было по крайней мере в 30 раз больше таких случаев, когда вторичный мезон выходил из эмульсии, проходя меньший путь; в этом случае он мог бы остаться незамеченным или же быть неотличимым от протона. С другой стороны проекция конца трека мезона длиной в 50 μ не осталась бы незамеченной. Таким образом четыре наблюдаённых вторичных мезона представляют в действительности 120 ± 60 мезонов (отклонения относятся к вероятной ошибке), в то время как 380 наблюдаённых остановившихся мезонов представляют не больше 900 мезонов, действительно остановившихся в эмульсии. Для беспрядочно направленных прямых треков, кончающихся на всевозможных глубинах в безграничном слое толщины H , статистическая доля всех треков, кончающихся в этом слое и имеющих пробеги, горизонтальные проекции которых внутри слоя превышают R , будет $\sqrt{R^2/H^2 + 1} - R/H$. При $R/H=1$ это даёт 0,414. (При $R/H > 1$ хорошим приближением будет $H/2R$, но если $R/H \gg 1$, кривизна треков приведёт к некоторому снижению этой величины.)

Таким образом выходит, что образование вторичного мезона с энергией в 4 MeV происходит в 13 ± 7 процентов всех случаев остановки мезона в эмульсии. Повидимому только половина мезонов

отрицательны и из них только половина может образовать мезонные атомы водорода (так как H составляет 40 атомных процентов всей эмульсии): если мы предположим, что взаимодействие со вторым протоном мало, так что мезонный водород с наибольшей и почти одинаковой вероятностью будет притягиваться к углероду, азоту или кислороду (причём каждое восьмое ядро в желатине есть N^{14}), мы будем иметь ожидание примерно 3%, если каждое столкновение мезонного атома водорода приводит к захвату протона и если в каждом случае имеет место «внутренняя конверсия» освобождаемой энергии, приводящая к образованию вторичного мезона с энергией в 4 MeV. Неучтённые обстоятельства ещё менее вероятны и поэтому даже при имеющемся малом числе наблюждённых случаев статистически мало вероятно, чтобы они представляли этот процесс.

Далее, эта простая теория показывает, что следует ожидать ещё большего числа хорошо заметных вторичных мезонов с энергией в 2 MeV и возможно $\frac{1}{2}$ MeV, появляющихся в результате прилипания протона к C_5^{12} или O_8^{16} ; однако простым и вероятным добавлением к теории будет предположение, что эти реакции относительно «запрещены».

Следует добавить, что такие процессы могут иметь значение при других обстоятельствах; если будет правильным предположить, что мезоны могут существовать в течение, скажем, 10^{-8} сек на водородоподобных орбитах около протона, то существует конечная вероятность, что мезон сможет индуцировать ядерную реакцию синтеза, вызывая прилипание протона к дейтону. Однако, имея дело с двумя или ещё большим числом мезонов космических лучей, потребуются пересмотреть весь фактический материал о мезонах.

Добавление при корректуре. Более поздние наблюдения позволяют уточнить «исправленную наблюденную» долю мезонов, образующих вторичные мезоны: вместо 13 ± 7 процентов получаем $12,8 \pm 2,5$ процентов (117 ± 20 из 917 ± 70), что только придаёт большую уверенность в правильности пренебрежения другими возможными процессами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature, 159, 93, 186, 694 (1947).
 2. E. Gardner, Phys. Rev. (в печати).
 3. Bethe and Marshak, Phys. Rev. (в печати).
Møller и Pais также рассмотрели возможность генетической связи между различными типами частиц промежуточной массы.
-

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В УСКОРИТЕЛЯХ

В. М. Лопухин и В. А. Угаров

Современные ускорительные приборы (циклотроны, бетатроны, синхротроны и другие) позволяют достичь весьма больших энергий ускоряемых частиц. В настоящее время уже работают некоторые ускорители, позволяющие сообщить частицам энергии до нескольких сот MeV. Так, опубликованы сведения¹ о том, что американский циклотрон в Беркли, в лаборатории Калифорнийского университета, работая в режиме фазотрона (см. ниже), разгонял α -частицы до энергий порядка 400 MeV, а дейтроны — до энергий ~ 200 MeV. Бетатрон² в Скинектеди, близ Нью-Йорка, в лаборатории Джeneral Электрик Компани, разгонял электроны до энергий $\sim 100 - 150$ MeV. Ударяя в мишень внутри прибора, эти электроны порождали γ -кванты с энергиями 100 — 150 MeV, которые излучались наружу. Там же, в Скинектеди^{3,4}, введение дополнительного подмагничивания у небольшого, 50 MeV, бетатрона позволило получить с его помощью γ -кванты с энергиями ~ 70 MeV. Наконец, с помощью синхротрона⁵ электроны ускорялись до энергий ~ 70 MeV. Наружу энергия выводилась в виде γ -квантов.

Вступая в область энергий $\sim 100 - 1000$ MeV, совершенно естественно ожидать большого числа новых физических явлений, специфических для данной области энергий. Если до сих пор одной из главных проблем ядерной, да, пожалуй, и всей новейшей физики была проблема получения частиц с энергиями $\sim 100 - 1000$ MeV, то теперь, наряду с задачей дальнейшего увеличения достигнутых энергий, во весь рост встала задача всестороннего освоения диапазона уже полученных энергий (100 — 400 MeV).

Положение вещей напоминает здесь то, что имело место в начале этого века при изучении температур, близких к абсолютному нулю. Исторически сначала стояла задача достижения низких температур с целью сжижения «всех» газов. Действительно, в 1908 г. К. Оннесом был сжижен последний газ — гелий. А затем уже оказалось, что мы имеем дело с целой новой областью физики, с её характерными явлениями и закономерностями (сверхтекучесть, сверхпроводимость и т. д.) Исследование этой области температур в настоящее время находится в самом разгаре.

Среди новых физических явлений, обнаруженных в связи с достижением высоких энергий в ускорителях и нашедших отражение в литературе, можно отметить следующие.

Бомбардировкой ядер лёгких элементов α -частицами с энергией в 400 MeV в лаборатории Лоуренса и Сиборга, в Калифорнийском университете, были получены быстрые нейтроны с энергией ~ 100 MeV. Сверхбыстрые α -частицы, дейтроны и нейтроны оказались способными вызывать деление ядер таких элементов, как платина, титан, свинец, висмут и др. Деление ядра, т. е. расщепление его на две или несколько частей примерно одинаковой величины, индуцированное различными частицами, а в ряде случаев — спонтанное, до сих пор было известно только для урана, тория, протактиния и транс-урановых элементов, т. е. только для естественно-радиоактивных изотопов.

Далее, с помощью γ -квантов с энергиями в 100 — 150 MeV (Скиннекти, Нью-Йорк) и тех же α -частиц и дейтронов с энергиями 200 — 400 MeV оказалось возможным осуществить кратное расщепление ядер лёгких элементов с вылетом нескольких (трёх — четырёх) осколков, т. е. получить реакцию взрыва или испарения, характерную для столкновения космических частиц с ядрами.

Мы посвятим свой обзор одному новому физическому явлению, специфическому для энергий ~ 100 MeV. Мы имеем в виду явление электромагнитного излучения быстрых релятивистских электронов в ускорителях типа бетатрона. Интересно, что при указанных энергиях заметная часть излучения электрона приходится на видимую часть спектра электромагнитных волн.

Это обстоятельство весьма замечательно. Совсем недавно отмечалось пятидесятилетие со дня открытия электрона. Однако все эти пятьдесят лет приходилось довольствоваться лишь косвенными сведениями о присутствии электронов. Все опыты с электронами опирались на вторичные эффекты, связанные с наличием электронов.

В самом деле, все опыты с пучками электронов в вакуумных трубках приводятся в конце концов к наблюдению свечения на экране или на стенке трубки. Но наблюдаемое свечение является отнюдь не свечением электронов, а свечением возбуждаемых ими молекул или атомов. Метод сцинтилляций основан на том же эффекте. Говорить о «наблюдении» электрона в счётчиках можно в совсем условном смысле; в счётчиках частицы регистрируются, «отсчитываются», но отнюдь не наблюдаются.

Не наблюдаем мы частицы и в камере Вильсона. В камере Вильсона мы видим лишь следы частицы. Если позволим себе прибегнуть к сравнению, то картина, наблюдаемая в камере Вильсона, вполне тождественна заключительным кадрам кинофильма «Человек-невидимка», когда мы видим лишь следы ног невидимого человека на снегу. В методе толстослойных фотопластинок Л. В. Мысовского и

А. П. Жданова мы получаем тоже только следы; никаких прямых проявлений частицы нет. Частица только «расписывается» на фотопластинке.

Только совсем недавно было обнаружено непосредственное свечение электрона. Речь идёт об открытии эффекта Черенкова. Здесь действительно имеет место свечение самих электронов. Но всё же и здесь следует оговориться. Для свечения черенковского электрона весьма существенно наличие среды. Оно, собственно, и обусловлено наличием среды. Излучение это, как известно, имеет место, когда скорость электрона превышает фазовую скорость света в окружающей среде. Неоднократно отмечалась аналогия этого явления с некоторыми явлениями газодинамики. В газовой динамике также начинаются совершенно особенные явления (ударные волны), если скорости движения превосходят некоторую характеристическую скорость среды — местную скорость звука. Таким образом, и для ударных волн и для черенковского эффекта решающим является наличие среды с определёнными характеристиками. Поэтому нам кажется весьма удачным название, предложенное И. Е. Таммом для черенковского электрона, — «поющий электрон», поскольку название это хорошо оттеняет существенное значение окружающей среды.

Единственным случаем, когда мы видим «чистое» излучение самих электронов, является излучение электронов в ускорителях. Поэтому нам представляется правильным назвать непосредственное излучение электронов в ускорителях эффектом «светящегося электрона», понимая под этим, в общем случае, весь испускаемый спектр, а не только видимое излучение.

Наличие излучения быстрых частиц в ускорителях типа бетатрона было предсказано в 1944 г. советскими физиками Д. Иваненко и И. Померанчуком⁶. Дальнейшая теория разработана другими советскими, а также и американскими авторами^{7,8,15}.

Экспериментально излучение электронов в бетатроне было косвенно зафиксировано Блуиттом в 1946 г. и, наконец, «светящийся электрон» был наблюден визуально группой Поллока в 1947 г. Факт испускания электромагнитного излучения частицами, движущимися в ускорителях, имеет также непосредственное практическое значение.

Согласно классической электродинамике заряженные частицы, движущиеся с ускорением, теряют часть своей энергии на излучение. Как следствие этого обстоятельства частицы, движущиеся в ускорителях, могут выпасть из правильной фазы ускоряющего поля, что приведёт к нарушению нормальной работы ускорителя. Представляется поэтому интересным выяснить влияние этого излучения на характер движения частиц в ускорителе.

Мы дадим краткое изложение основных работ, в которых исследуется излучение заряженных частиц в ускорителях, и приведём некоторые интересные экспериментальные данные, относящиеся к этому кругу вопросов.

1. ИЗЛУЧЕНИЕ И ПРЕДЕЛ ДОСТИЖИМЫХ ЭНЕРГИЙ В УСКОРИТЕЛЯХ

Наличие потерь энергии на излучение может ограничить область достижимых энергий в ускорителе. Хотя предельная энергия ускоряемых частиц в различных типах ускорителей определяется различными факторами, можно указать приборы, где интересующее нас обстоятельство является решающим. Рассмотрим с этой точки зрения все основные типы ускорителей.

Как известно, в простом (нерелятивистском) циклотроне, предназначенном для ускорения тяжёлых частиц, предельная энергия ускоряемых частиц определяется теми значениями энергий, когда становится заметным релятивистское изменение массы частицы. Эта энергия зависит от массы частицы. Для протона, например, изменение массы на 10% имеет место уже при энергиях порядка 100 MeV. Как мы увидим ниже, при таких энергиях излучение тяжёлых частиц практически не играет роли.

В синхроциклотроне (т. е. фазотроне, представляющем собой циклотрон с изменяющейся частотой электрического поля по идее Векслера и позже Макмиллана^{16,17}), с помощью которого достигимы относительно большие энергии частиц, излучение опять-таки оказывается незначительным. Предельная энергия частиц в этом случае определяется, в основном, техническими трудностями, связанными с созданием больших магнитов и модуляцией частоты.

Для бетатрона, являющегося релятивистским прибором, т. е. таким прибором, в котором релятивистское изменение массы не нарушает работы прибора, излучение электронов, движущихся по круговым стационарным орбитам, играет уже существенную роль для определения области достижимых энергий. На это обстоятельство было впервые обращено внимание в 1944 г. советскими физиками⁶.

Для линейного резонансного ускорителя и волноводного ускорителя предел достижимых энергий не связан непосредственно с излучением ускоряемых частиц. Для микротрона и синхротрона (впервые предложенных В. И. Векслером^{16,18}) это излучение существенно. Влияние излучения на работу этих приборов будет рассмотрено ниже.

2. ИЗЛУЧЕНИЕ ЕДИНИЧНОГО ЭЛЕКТРОНА

Выведем формулу, определяющую излучение отдельного релятивистского электрона, движущегося в магнитном поле. Мы исходим при этом из классического релятивистского уравнения движения электрона, содержащего член, учитывающий радиационное торможение (или, что формально то же самое, из классического некантового уравнения Лоренца — Дирака для точечного электрона):

$$m \frac{du_i}{ds} = \frac{e}{c} F_{ik} u_k + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left\{ \frac{d^2 u_i}{ds^2} + u_i \left(u_k \frac{d^2 u_k}{ds^2} \right) \right\}, \quad (1)$$

$$(i, k = 1, 2, 3, 4),$$

где m — инвариантная масса электрона, e — заряд электрона, c — скорость света, u_i — компоненты четырёхмерной скорости, F_{ik} — тензор электромагнитного поля [$\mathbf{H}(F_{23}, F_{31}, F_{12})$, $i\mathbf{E}(F_{14}, F_{24}, F_{34})$], а $ds = dt \sqrt{1 - \beta^2}$, причём, как обычно, $\beta = \frac{v}{c}$. По индексам, встречающимся дважды, ведётся суммирование.

Перепишывая уравнение (1) для значений $i = 1, 2, 3$ и для $i = 4$, получим уравнения для импульса и энергии:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \right) + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left\{ \ddot{\mathbf{v}} + \frac{3}{c^2} \frac{\dot{\mathbf{v}}(\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}})}{1 - \beta^2} + \frac{\mathbf{v}}{c^2(1 - \beta^2)} \left(\mathbf{v}\ddot{\mathbf{v}} + \frac{3}{c^2} \frac{(\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}})^2}{1 - \beta^2} \right) \right\} \frac{1}{1 - \beta^2}, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = e(\mathbf{v}\mathbf{E}) + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}}}{(1 - \beta^2)^2} + \frac{3}{c^2} \frac{(\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}})^2}{1 - \beta^2} \right). \quad (3)$$

В этих формулах $\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ — импульс частицы, $\mathbf{v}$ — скорость частицы, $\mathcal{E}$ — энергия частицы, $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ — электрическое и магнитное поле.

В качестве нулевого приближения для решения уравнения (3) возьмём решение уравнения без учёта радиационного торможения

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \right). \quad (4)$$

Мы рассматриваем задачу без электрического поля, т. е. когда $\mathbf{E} = 0$. С учётом того, что магнитное поле не меняет абсолютной величины скорости, будем иметь из (4)

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{e}{m} \sqrt{1 - \beta^2} \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \quad (5)$$

и, следовательно,

$$\ddot{\mathbf{v}} = \frac{e^2}{m^2} (1 - \beta^2) \left[\left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \mathbf{H} \right]. \quad (6)$$

Подставляя (5) и (6) в (3), получим (так как $\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}} = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= \frac{2e^2}{3c^3} \left\{ \mathbf{v} \left[\left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \mathbf{H} \right] \frac{e^2}{m^2} (1 - \beta^2) \right\} = \\ &= -\frac{2e^2}{3c^3} \cdot \frac{e^2}{m^2 c} \cdot \frac{1}{1 - \beta^2} [\mathbf{v}\mathbf{H}]^2. \end{aligned}$$

Это же выражение может быть переписано в виде

$$r_0^2 [\mathbf{v}\mathbf{H}]^2 \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^2, \quad (7)$$

имея в виду, что

$$\xi = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{и} \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2} \quad (\text{классический радиус электрона}).$$

Формула (7), определяющая потери электрона на радиационное торможение в магнитном поле, была получена И. Я. Померанчуком⁷ в работе, посвящённой движению космических электронов в магнитном поле земли (опубликована в 1940 г.). Она может быть в равной степени использована и для нахождения излучения единичного электрона при движении в ускорителе. Вопрос о том, как сказывается взаимодействие электронов в ускорителях, будет рассмотрен особо. Так как в ускорителе (например, для конкретности — в бетатроне) $\mathbf{v} \perp \mathbf{H}$, а движение происходит по окружности радиуса $R = \frac{\xi}{eH} = \frac{c}{\omega}$ (последнее равенство предполагает, что скорость движения электрона близка к скорости света), то из (7) мы получаем энергию, излучаемую на единице пути,

$$\xi' = -\frac{2}{3} r_0^2 H^2 \left(\frac{\xi}{mc^2} \right)^2. \quad (8)$$

Для излучения за один оборот получим

$$\xi'' = -\frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{R} \left(\frac{\xi}{mc^2} \right)^4. \quad (9)$$

Из формулы (8) видно, что излучение частицы (об электроне до сих пор речь шла лишь для определённости) на единице пути обратно пропорционально квадрату массы частицы. Из формулы (9) видно, что излучение за один оборот пропорционально четвёртой степени энергии разгоняемой частицы.

Оценим максимальную достижимую в бетатроне энергию разгоняемой частицы. Она, очевидно, определяется тем условием, что приобретаемая от ускорителя за один оборот энергия нацело расходуется на излучение. Энергия, которую приобретает частица в бетатроне за один оборот, равна

$$e \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = e \cdot 2\pi R \cdot E. \quad (10)$$

С другой стороны, согласно уравнениям Максвелла

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t},$$

где $\Phi = \pi R^2 \bar{H}$ — магнитный поток ($\bar{H}$ — среднее значение напряжённости магнитного поля по площади круга, охватываемого орбитой). Так как условием наличия стационарной орбиты является требование $\bar{H} = 2H_0$, где H_0 — напряжённость магнитного поля на орбите^{11, 2, 3}, то (10) можно переписать в виде

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{e}{c} \pi R^2 2\dot{H}_0,$$

откуда для потери на единицу пути получаем выражение

$$\mathfrak{E}' = -\frac{e}{c} R |\dot{H}|. \quad (11)$$

Приравнявая выражения (8) и (11)

$$\frac{2}{3} r_0^2 H^2 \left(\frac{\mathfrak{E}}{mc^2} \right)^2 = \frac{e}{c} R |\dot{H}|,$$

получаем для критического значения энергии $\mathfrak{E}_c$ формулу

$$\mathfrak{E}_c = mc^2 \left(\frac{3eR}{2r_0^2 c} \frac{\dot{H}}{H^2} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что предельная энергия электронов в бетатроне возрастает с ростом скорости изменения магнитного поля; при заданном значении H величина $\mathfrak{E}_c$ пропорциональна корню квадратному из величины энергии, приобретаемой на единице пути.

Формула (12) была получена в 1944 г. Иваненко и Померанчуком⁶. Как указывают авторы, при разумных допущениях относительно R и H для энергии $\mathfrak{E}_c$ получаются значения порядка 500 MeV. Эта энергия, повидимому, является предельной достижимой энергией для электронов, ускоряемых в бетатроне (уточнение см.⁸).

Представляет значительный интерес найти угловое распределение и спектр излучения электрона в бетатроне. Эти вопросы рассмотрены в работе Арцимовича и Померанчука⁸ и в обзоре Шиффа⁹, который основывался на работе Швингера¹⁰. Результаты этих работ в основном согласуются между собой. Мы изложим их, следуя Шиффу.

Движение электрона в бетатроне является периодическим. Поэтому следует ожидать наличия в спектре излучения гармоник, кратных основной частоте обращения электрона на орбите

$$\omega_0 = \frac{eHc}{\mathfrak{E}}.$$

Для полной энергии, приходящейся на излучение n -й гармоники, имеем формулу

$$\omega_n = \frac{\omega_0 e^2 n}{R} \left\{ 2\beta^2 J'_{2n}(2n\beta) - (1 - \beta^2) \int_0^{2n\beta} J_{2n}(x) dx \right\}, \quad (13)$$

где J_{2n} — бесселева функция первого рода, индекса $2n$, а J'_{2n} — её производная. Выражение (13) было получено ещё Шоттом¹⁴ в 1911 г., который чисто академически, без какого-либо приложения к теории ускорителей, рассмотрел ряд задач, относящихся к излучению движущихся зарядов, в частности излучение заряженных частиц, движущихся по окружности. В формуле (13) в неявном виде содержатся следующие результаты, полученные недавно Арцимовичем и Померанчуком⁸ и Швингером¹⁰: ω_n растёт, как $n^{1/2}$, с ростом n до значе-

ний n порядка $\left(\frac{\xi}{mc^2}\right)^3$, а затем экспоненциально убывает (см. рис. 1):

$$\left. \begin{aligned} \omega_n &\approx 0,518 \frac{\omega_0 e^2}{R} n^{1/3} \text{ при } 1 \ll n < n_0, \\ \omega_n &\approx e^{-n/n_0} \text{ при } n > n_0, \\ n_0 &\approx \left(\frac{\xi}{mc^2}\right)^3. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Из формул (14) видно, что основная часть излучения приходится на высокие гармоники [$n \sim \left(\frac{\xi}{mc^2}\right)^3$; например, для бетатрона, разгоняющего частицы до энергий 100 MeV в поле $H \sim 10^4$ эрстед, имеем $n_0 \sim 10^7$, откуда непосредственно следует, что значительная часть излучения приходится на долю видимого спектра]. Отсюда можно заключить, что излучение, о котором идёт речь, может быть наблю-

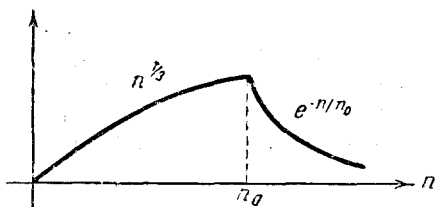


Рис. 1. Зависимость энергии, приходящейся на n -ю гармонику, от номера гармоники.

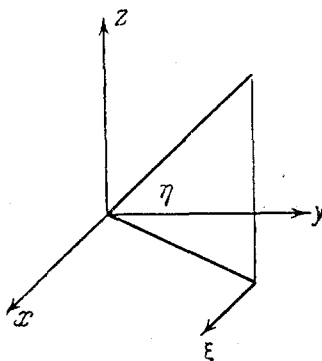


Рис. 2. Система координат, используемая в формулах (14) — (16).

даемо и визуально. Несколько слов нужно сказать об угловом распределении излучения. Если ввести полярные углы ξ и η , такие, что $\xi = 0$ есть направление мгновенной скорости электрона, а $\eta = 0$ есть плоскость орбиты (см. рис. 2), то угловое распределение излучения будет определяться формулой

$$\frac{\omega e^2 \beta^3}{4\pi R} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \xi)^3} - \frac{(1 - \beta^2) \sin^2 \xi \cos^2 \eta}{(1 - \beta \cos \xi)^5} \right]. \quad (15)$$

Можно убедиться в том, что интеграл от этого выражения по сфере даёт значение полной излучённой энергии, соответствующее (7). Из формулы (15) непосредственно видно, что для $\xi \gg mc^2$ и, следовательно, $\beta \approx 1$ излучение концентрируется в телесном угле, имеющем ось мгновенное направление движения, с угловым раствором порядка $\frac{mc^2}{\xi}$ радиан. Угловое распределение излучения, при-

ходящегося на один радиан, усреднённое по всей окружности, имеет вид

$$\left(\frac{\omega e^2 \beta^3}{8\pi R} \right) \frac{\left[1 + \cos^2 \vartheta - \frac{\beta^2}{4} (1 + 3\beta^2) \sin^4 \vartheta \right]}{(1 - \beta \sin^2 \vartheta)^{3/2}}, \quad (16)$$

где ϑ — полярный угол, выбранный так, что $\vartheta = 0$ перпендикулярно к плоскости орбиты. При условии $\beta \ll 1$ мы имеем угловое распределение, определяемое в основном обычным множителем $1 + \cos^2 \vartheta$. Итак, излучение релятивистского ($\mathcal{E} \gg mc^2$) единичного электрона в основном сосредоточено вблизи плоскости орбиты, в небольшом телесном угле, охватывающем направление движения электрона (причём электрон излучает вперёд по направлению движения). Поскольку возникновение обертонов связано с неравномерностью излучения электрона для заданной точки наблюдения при различных положениях его на орбите, в плоскости орбиты сосредоточено также наибольшее количество гармоник. Интенсивность излучения, приходящегося на n -гармонику, быстро убывает с удалением от плоскости орбиты. В направлении, перпендикулярном плоскости орбиты, излучается только основная частота ω_0 , равная частоте обращения электрона по орбите.

Легко определить и направление поляризации излучения электрона, движущегося по окружности. Наблюдая движение электрона в плоскости его орбиты, мы увидим лишь его колебания, перпендикулярные направлению наблюдения, т. е. лежащий в плоскости орбиты диполь. Следовательно, излучение поляризовано в плоскости движения электрона.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОНОВ В БЕТАТРОНЕ

До сих пор рассматривалось излучение единичного электрона, движущегося в магнитном поле. Во всех ускорительных установках, в том числе и в бетатроне, мы всегда имеем дело с совокупностью взаимодействующих частиц. Поэтому совершенно естественно возникают вопросы, как влияет взаимодействие электронов на их общее излучение и в каких случаях применимо рассмотрение, относящееся к одному электрону. Заметим здесь, что сразу не очевидно, что электронный поток в бетатроне будет излучать, поскольку постоянный круговой ток не излучает.

Мы изложим кратко результаты рассмотрения этого вопроса^{6,8,13}. Учёт интерференционного эффекта излучения N отдельных электронов осуществляется обычным образом: выражение для энергии, приходящейся на n -ю гармонику спектра, умножается на множитель вида

$$F = \left| \sum_{s=1}^N \exp(in \varphi_s) \right|^2, \quad (17)$$

где φ_s — угловая координата s -го электрона. Суммирование ведётся по всем электронам. Множитель (17) может приводить к трём существенно различным случаям.

Случай 1. Частицы распределены по окружности на равных угловых расстояниях друг от друга $\left(\frac{2\pi}{N}\right)$. В этом случае множитель F будет равен нулю для всех гармоник, для которых $\frac{n}{N}$ не есть целое число; это непосредственно следует из правила сложения векторов комплексных чисел. В том случае, если $\frac{n}{N}$ есть целое число, множитель F равен N^2 , ибо каждое из слагаемых $\exp(in\varphi_s)$ в этом случае равно единице. Таким образом, в рассматриваемом случае можно уменьшить излучение, если сделать $N > n_0$ (вспомним, что n_0 означает ту гармонику, после которой начинается экспоненциальное падение энергии излучения). Отметим, однако что случай $N > n_0$ соответствует огромной плотности тока в электронном пучке и вряд ли может быть реализован. Кроме того, трудно себе представить конкретные физические условия, при которых может существовать такое равномерное распределение электронов по окружности.

Переходя в формуле (17) к пределу $N \rightarrow \infty$, что практически соответствует случаю постоянного тока, мы придём к выводу о том, что постоянный круговой ток не излучает, так как

$$\int_0^{2\pi} \exp(in\varphi) d\varphi = 0.$$

Мы уже отметили важность этого обстоятельства.

Случай 2. Частицы хаотически распределены внутри пучка, занимающего на орбите угол φ радиан, что соответствует движению сгустка электронов. В этом случае множитель (17) будет иметь вид

$$F \sim N + (N^2 - N)f(n\varphi), \quad (18)$$

где $f(0) = 1$ и $f(x)$ убывает для $x > 1$, причём характер убывания зависит от средней плотности ρ электронов в пучке. Угловое расстояние φ определяется как расстояние, на котором плотность электронного сгустка падает в e раз, причём предполагается, что плотность электронов в сгустке меняется по закону Гаусса. Подобное распределение электронов на орбите в виде сгустка имеет место в синхротроне.

Из (18) следует, что большие потери энергии, связанные с существованием сгустка, обнаруживаются в гармониках $n \leq \frac{1}{\varphi}$ (так что $x = n\varphi \leq 1$) и соответствуют длинам волн $\lambda \gtrsim$ размеров сгустка.

Случай 3. Электроны хаотически распределены вдоль всей окружности. Легко видеть, что в силу независимости угловых координат φ , отдельных электронов друг от друга смешанные члены в выражении (17) выпадут, и мы получим, что рассматриваемый множитель

$$F = N.$$

Физическая картина, соответствующая этому случаю, такова. В электронном пучке имеют место флуктуации плотности $\Delta\rho$. Причём, если плотность тока в пучке невелика, то флуктуации $\Delta\rho$ будут также невелики, и поэтому их можно считать независимыми (так как они создают малые поля). Для независимых флуктуаций закон Пуассона, относящийся к случайным величинам, даёт

$$\Delta\rho \sim \sqrt{N},$$

где $\Delta\rho$ — флуктуация плотности электронов в пучке, N — концентрация электронов в пучке.

Излучение отдельной флуктуации будет пропорционально $(\Delta\rho)^2 \sim N$. Для полного пучка, просуммировав по всем флуктуациям, мы также получим, что излучение на флуктуациях $\sim N$, что и совпадает с результатом, приведённым выше. Таким образом, именно наличие флуктуаций совместно с достижением высоких энергий электронов и обуславливает излучение электронов в бетатроне^{*}).

Приближённую оценку пределов применимости представления о невзаимодействующих электронах в бетатроне приводят в своей статье Арцимович и Померанчук⁸. Очевидно, что электроны можно считать невзаимодействующими, а флуктуации их плотности независимыми (т. е. следующими закону Пуассона), если максимальные потенциалы, соответствующие флуктуациям, будут малы по сравнению с разностями кинетических энергий электронов, движущихся по орбите. Разброс в кинетических энергиях вызывается двумя причинами — неодновременностью впуска электронов в рабочее пространство и столкновениями электронов с молекулами газа (ионизационными потерями). Сопоставив величины флуктуационных потенциалов (которые, по Арцимовичу и Померанчуку, составляют около 60 eV), и величины разброса скоростей электронов (различные причины, вызывающие разброс, дают каждая в среднем около 10^3 eV), авторы приходят к выводу, что влиянием взаимодействия электронов на их излучение в бетатроне можно пренебречь.

4. ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАБОТУ РАЗЛИЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

1. Бетатрон^{11, 12, 13}. Как указывалось выше, в бетатроне общая потеря энергии на излучение пропорциональна числу электронов в пучке. Расчёты показывают, что уже при энергиях электро-

^{*}) Роль, которую играют флуктуации плотности заряда в излучении кольца электронов, была отмечена в дискуссии Д. Иваненко и Я. Терлецкого в 1945 г. (на защите диссертации последнего).

нов порядка 100 MeV следует ожидать сокращения радиуса стационарной орбиты. Для энергий $\mathcal{E}$ порядка 300 MeV (частота изменения магнитного поля $\frac{\omega}{2\pi} = 60$ *гц*, радиус стационарной орбиты $R = 2$ *м*, поле на орбите $H_{\max} = 5000$ *гаусс*) потери составляют 4,7% общей энергии электрона, если поле изменяется гармонически. При этом большая часть энергии приходится на длины волн порядка $2\pi R \left(\frac{mc^2}{\mathcal{E}} \right)^3$, что соответствует примерно 600 Å, т. е. лежит в области далёкого ультрафиолета.

Отсюда следует, что потери энергии не могут быть значительно уменьшены путём экранировки. (Под экранировкой понимается применение хорошо проводящей металлической поверхности, на которой возникают наведённые электронным потоком поверхностные токи, излучение которых компенсирует излучение основного тока). Компенсация, очевидно, возможна лишь в случае когерентности этих токов, что накладывает условие на длины волн $\lambda \gtrsim R$.

Отметим, что в подробном обзоре, касающемся работы и конструирования бетатронов в Германии²⁰, указывается, что, имея в виду излучение электронов в бетатроне, конструкторы построили специальную модель для исследования такого излучения перед тем как строить бетатрон на 200 MeV (последний так и не был закончен в связи с поражением Германии в войне).

2. Синхротрон^{16, 17}. В синхротроне электроны впускаются в прибор отдельными порциями, каждая из которых соответствует началу периода нарастания магнитного поля. В нём электроны движутся по круговой орбите в виде сгустка конечной протяжённости. Хотя с первого взгляда кажется, что в этом случае должно иметь место когерентное излучение и интенсивность должна быть пропорциональна квадрату числа электронов в сгустке, на самом деле расчёты обнаруживают, что максимальное излучение приходится на столь короткие волны (по сравнению с длиной сгустка), что это излучение опять-таки некогерентно.

Для сгустков, имеющих протяжение порядка десятков градусов, главная часть радиационного спектра имеет ту же интенсивность, что и интенсивность излучения полного кольца электронов, хаотически распределённых по окружности (напомним, что в этом случае интенсивность пропорциональна общему числу электронов). Когерентное излучение приходится на длины волн, имеющие порядок линейных размеров сгустка. Когерентное излучение, приходящееся на один электрон, пропорционально числу электронов и не зависит от энергии электрона в предположении $\mathcal{E} \gg mc^2$. При отсутствии экранировки эта энергия даётся формулой

$$1,4 \omega_0 T \left(\frac{e^2}{R} \right) \left(\frac{N}{\varphi^{1/3}} \right), \quad (19)$$

где T — время ускорения электрона, φ — угловая протяжённость сгустка в радианах. В уравнении (19) предполагается распределение плотности по закону Гаусса, а φ измеряется между точками, в которых плотность составляет $\frac{1}{e}$ — часть от максимальной плотности.

Для $\mathcal{E}$ порядка 300 MeV, $N \sim 10^{11}$ и $\varphi = 0,2$ ($\sim 12^\circ$) потери, обусловленные когерентным излучением сгустка, примерно в сорок раз превышает потери, связанные с излучением полного кольца хаотически распределённых электронов. Однако путём экранировки электронного пучка это излучение может быть значительно уменьшено.

В приведённом выше примере потери сгустка на когерентное излучение с помощью экранирования могут быть уменьшены до одной десятой потерь на излучение полного кольца электронов (в отсутствие экранировки).

По сравнению с бетатроном синхротрон имеет то преимущество, что часть потерь на излучение компенсируется автоматической фокусировкой электронов при движении по орбите, которое обладает фазовой стабильностью. Единственное требование, которому здесь необходимо удовлетворить, заключается в том, чтобы потери излучающего электрона за период обращения были бы малы по сравнению с энергией, приобретаемой при прохождении ускоряющих электрических промежутков. Шифф высказывает предположение о том, что с помощью синхротрона можно будет достичь энергий электронов порядка 10^3 MeV.

3. Микротрон¹⁸. Микротрон представляет собой ускорительную установку, состоящую из эндовибратора и магнитного поля. Ускоряемые переменным потенциалом на эндовибраторе, электроны закручиваются магнитным полем по окружностям возрастающих радиусов. Для нормальной работы микротрона также необходимо, чтобы потери на излучение за один оборот были бы меньше напряжения на дуантах. Таким образом и здесь излучение ставит границу достижимых энергий, примерно того же порядка, что и для синхротрона.

4. Линейный резонансный ускоритель⁷. Линейный резонансный ускоритель представляет собой систему большого числа колебательных контуров (резонаторов), обладающих большой добротностью, т. е. малым затуханием. Электроны, движущиеся вдоль такой системы резонаторов, попадают каждый раз в ускоряющую фазу соответствующего резонатора, что приводит к росту их энергии. Ускоряясь, электроны излучают. Однако можно показать, что при движении зарядов по прямой в ускоряющем электрическом поле отношение излучённой энергии к приобретаемой исчезающе мало. Поэтому радиационные потери в линейном резонансном ускорителе не лимитируют достигаемых с его помощью энергий. Заметим, однако, что для достижения больших энергий требуется создание уско-

рителя весьма значительных размеров: для получения электронов с энергией 300 MeV размер прибора должен быть ~ 450 м.

Для тяжёлых частиц длина линейного резонансного ускорителя имеет более скромную величину — порядка десятков метров для получения частиц с энергией ~ 100 MeV. В линейном ускорителе тяжёлых частиц роль излучения ещё меньше, чем в линейном ускорителе для электронов, ибо излучение обратно пропорционально массе ускоряемой частицы.

5. Линейный волноводный ускоритель. Идея работы линейного волноводного ускорителя состоит в том, чтобы ускорять частицу с помощью распространяющейся по системе электромагнитной волны, фазовая скорость которой близка к скорости света. Радиационные потери здесь будут также весьма малы по тем же причинам, что и в предыдущем случае. С помощью волноводного ускорителя, повидимому, можно будет получить электроны с энергией порядка 10^3 MeV.

6. Синхроциклотрон. Синхроциклотроном, или фазотроном, называют циклотрон, работающий в режиме, аналогичном режиму синхротрона.

В фазотроне частота переменного напряжения на дуантах модулирована некоторой меньшей частотой, которой соответствуют периоды впуска в прибор ускоряемых частиц. При правильном выборе момента впуска движение частиц обладает фазовой стабильностью (так же, как это имеет место в синхротроне), несмотря на релятивистское изменение массы частиц. Этот прибор рассчитан на ускорение тяжёлых частиц (ионов, α -частиц, дейтеронов и др.). При этом, хотя релятивистский эффект изменения массы и имеет заметное влияние, всё же скорости ускоряемых в нём частиц заметно отличаются от скорости света c (в фазотроне в Беркли, разгоняющем α -частицы до энергии 400 MeV, их максимальная скорость составляет 0,45 c). Поэтому излучение заряженных частиц в этом циклотроне можно рассчитывать по нерелятивистским формулам. Это излучение не имеет существенного значения для режима работы прибора, если ещё учесть, что излучение обратно пропорционально массе частицы, которая для тяжёлых частиц относительно весьма велика.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО НАБЛЮДАЕМЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ИЗЛУЧЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ. „СВЕЯЩИЙСЯ ЭЛЕКТРОН“

Уже в работе Блунтга¹⁵, работавшего с бетатроном на 100 MeV, было указано на два следующих экспериментальных факта. Во-первых, наблюдалось сжатие орбиты ускоряемых частиц, так что частицы попадали на мишень раньше, чем это должно было иметь место в отсутствие излучения. Во-вторых, указанное выше сжатие электронной орбиты было одним и тем же при различных значениях

полного тока в пучке. Это говорит о независимости излучения каждого электрона от числа электронов в пучке. Блуитт подчеркнул, что самого излучения он не наблюдал. Им особенно тщательно была исследована микроволновая область излучения, на которую, по его расчётам, должна была приходиться главная часть излучения в приборе. Однако, как мы уже указывали, при энергиях ~ 100 MeV максимум излучения электрона приходится на высокие гармоники, соответствующие видимой или даже ультрафиолетовой области спектра. Поэтому совершенно естественно, что Блуитт не смог обнаружить излучения в микроволновой области, хотя и работал с весьма чувствительными индикаторами, так что излучение $\sim 10^{-5}$ *ватт* уже было бы отмечено *).

Летом 1947 г. появилась короткая заметка Поллока⁵ и его сотрудников «О визуально наблюдаемом излучении пучка электронов в синхротроне на 70 MeV».

Электронная орбита синхротрона имела радиус 29,3 см. Излучение было видно, как маленькое яркое пятнышко белого цвета на стеклянной поверхности вакуумной трубки, если смотреть в плоскости орбиты навстречу приближающемуся электрону.

В нормально работающем синхротроне электроны, попадающие на мишень, создают рентгеновское тормозное излучение мощностью 50 *рентг/мин* на расстоянии 1 м. При этой интенсивности рентгеновского излучения пятно было весьма ярким, однако даже при интенсивности излучения, равной 1 *рентг/мин*, на расстоянии 1 м пятно ещё можно было наблюдать при дневном свете. При включении катушек, возмущающих электронные орбиты так, что электроны попадали на мишень до достижения магнитным полем максимума, интенсивность наблюдаемого свечения резко возрастала с увеличением энергии электронов, если эта энергия превышала 30 MeV. Если же электроны попадали на мишень после достижения магнитным полем максимума, то интенсивность свечения не зависела от энергии, с которой электроны покидали пучок, а определялась максимальной энергией, приобретённой электронами.

Визуально наблюдаемый эффект исчезал, если электроны попадали на мишень с энергией, меньшей чем 30 MeV. Если с помощью специального резонатора, включаемого на короткое время перед тем, как магнитное поле достигло максимума, сместить электронный пучок до радиуса, меньшего чем внутренний радиус мишени, то в дальнейшем с ростом магнитного поля электронная орбита будет расширяться. При этом вместо маленького пятнышка наблюдатель видит короткую линию, растянутую в плоскости орбиты. Испускаемое излучение поляризовано; электрический вектор лежит в плоскости ор-

*) Возможной причиной, по которой Блуитт не смог наблюдать видимое излучение, явилось и то обстоятельство, что в бетатроне на 100 MeV, с которым он работал, стенки вакуумной камеры были посеребрены²¹.

биты. При повороте николя на 90° визуально наблюдаемое свечение исчезало.

Авторы не приводят сведений о спектральном составе излучения, обещая вскоре дать подробное изложение приведённых опытов.

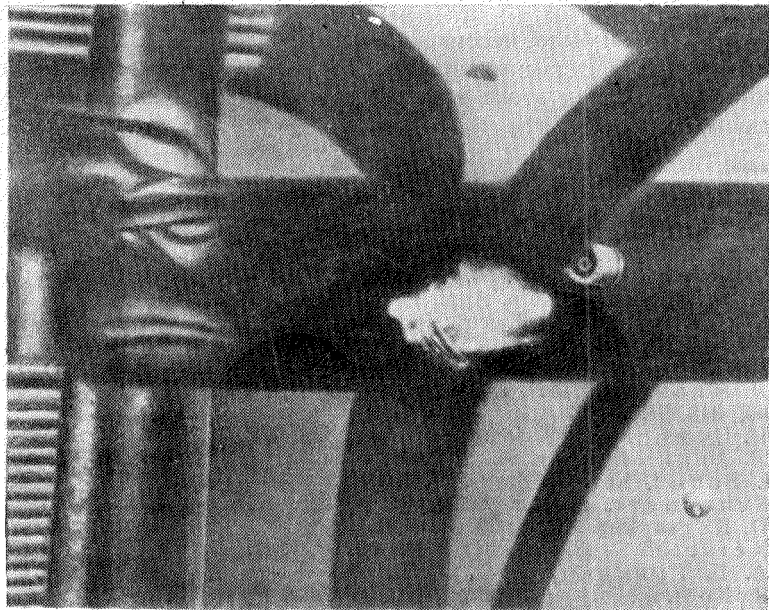


Рис. 3. Фотография „светящихся электронов“. Видны камера синхротрона и яркое светлое пятно, представляющее собой излучение электронов²².

Прекрасные фотографии нового эффекта «светящегося электрона» приводятся в ряде последних номеров журналов^{19, 21, 22}. Мы приводим одну из них.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предсказанное впервые советскими физиками излучение электронов в ускорительных установках типа бетатрона весьма скоро подтвердилось рядом экспериментов, завершённых непосредственным наблюдением «светящегося электрона» группой Поллока. Это явление представляет собой новый физический эффект, характерный для электронов энергии порядка 100 MeV и позволяющий непосредственно «увидеть» электрон.

Явление «светящегося электрона» существенно для ускорителей электронов (бетатрон, синхротрон). Можно сказать, что синхротрон

и бетатрон являются, во-первых, генераторами тормозного излучения (γ -кванты) и, во-вторых, генераторами простого свечения (эффект «светящегося электрона»), независимо от их использования как генераторов ускоренных частиц.

Сейчас трудно сказать, какое приложение в науке найдёт этот эффект.

Как бы то ни было, несомненно уже сейчас, что обнаружен экспериментально интересный новый физический эффект; в теоретическом предсказании этого эффекта советским физикам принадлежит выдающаяся роль.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Brobeck, Lawrence and others, Phys. Rev., 71, 449, 1947; Perlman, Phys. Rev., 72, 312, 1947.
2. Blewett, Phys. Rev., 69, 87, 1946.
3. Westendorp, Journ. Appl. Phys., 16, 657, 1946.
4. Stockley, General Electric Review, 50, 3, 1947.
5. Elder, Gurewitsch, Langmuir, Pollock, Phys. Rev., 71, 829, 1947.
6. Д. Иваненко и И. Померанчук, ДАН, 44, 315, 1944; Phys. Rev., 65, 343, 1944.
7. И. Померанчук, Journal of Phys., USSR 2, 65, 1940.
8. Л. Арцимович и И. Померанчук, ЖЭТФ, 16, 170, 1946.
9. L. Schiff, Rev. Sci. Instr., 17, 6, 1946.
10. Schwinger, Phys. Rev., 70, 798, 1946.
11. D. Kerst, Phys. Rev., 60, 47, 1941.
12. Kerst and Serber, Phys. Rev., 60, 53, 1941.
13. А. П. Гринберг, УФН, 27, 30, 1945.
14. Schott, Theory of radiation. Cambr. Univ. Press, 1912.
15. В. Гинзбург, Изв. А. Н., сер. физ. II, 16, 1946.
16. В. Векслер, Journ. of Phys., USSR 9, 13, 1945; ДАН, 44, № 9, 1944.
17. McMillan, Phys. Rev., 68, 143, 1945.
18. В. Векслер, ДАН, 43, № 8, 1944.
19. Electronics, Febr., 1947.
20. Kaiser, Journ. Applied. Phys., 18, 1, 1947.
21. Sci. News Letters, 51, 339, 1947.
22. Gen. Electr. Rev., 50, 3, 1947.