

1088  
7.5

18  
М 94



Лаборатория высоких энергий

К.П. Мызников, Н.Б. Рубин

1088

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА  
ПУЧКОВ ЧАСТИЦ,  
ВЫВОДИМЫХ ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА

Дубна 1982 год

К.П. Мызников, Н.Б. Рубин

1088

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА  
ПУЧКОВ ЧАСТИЦ,  
ВЫВОДИМЫХ ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА

1664/3 48.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

### А н н о т а ц и я

Исследована временная структура пучков, выводимых из синхрофазотрона на 10 Бэв при различных способах сброса ускоренных частиц на мишень. Исследована высокочастотная структура в зависимости от радиальной скорости смещения равновесной орбиты. Указаны методы устранения высокочастотной структуры. Исследована низкочастотная структура при применении этих методов.

При работе со счетчиками в интенсивных пучках частиц, выведенных из ускорителя, во избежание повышенных загрузок аппаратуры требуется растянуть импульс частиц во времени. Необходимая длительность определяется разрешающей способностью счетной аппаратуры и условиями эксперимента. Существенным требованием является также равномерность загрузки во времени. Вторичные частицы образуются при бомбардировке мишеней, расположенных внутри камеры ускорителя, пучком ускоренных частиц. Время соударения с мишенью определяет длительность импульса вторичных частиц. В слабофокусирующих синхрофазотронах увеличение времени соударения пучка с мишенью производится весьма ограниченным числом способов <sup>/1,2/</sup>. В принципе их можно подразделить следующим образом.

1. "Естественное" сворачивание ускоренных частиц на мишень в изменяющемся магнитном поле после прекращения ускорения.

2. Смещение пучка в сторону мишени в процессе ускорения за счет искусственного изменения закона связи частоты ускоряющего напряжения с магнитным полем по определенной программе.

3. Искажение формы равновесной орбиты путем создания азимутальной асимметрии магнитного поля, которое приводит к попаданию пучка на мишень.

4. Медленная раскачка фазовых колебаний, в результате которой частицы выпадают из синхронизма и сворачиваются на мишень.

Временная структура импульсов вторичных частиц существенным образом зависит от способа вывода пучка на мишень. В настоящей статье сообщаются результаты исследований временной структуры пучков, проведенных на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований.

### 1. Высокочастотная структура

Известно, что в синхрофазотроне при выводе пучка на мишень в процессе ускорения образуются импульсы вторичных частиц, следующие друг за другом с временным интервалом, равным периоду обращения <sup>/3/</sup>. Такая структура обусловлена тем, что пучок частиц к концу ускорения сформирован в сгусток с определенной азимутальной протяженностью. Как показано в работе <sup>/4/</sup>, в синхрофазотроне на 10 Бэв относительная (по отношению к  $2\pi$ ) азимутальная протяженность сгустка в конце ускорения ( $\epsilon$ ) составляет 0,4. При заданной радиальной скорости смещения пучка на мишень длительность импульсов вторичных частиц зависит от величины  $\epsilon$ . Определим эту зависимость. При  $\epsilon = 0,4$  радиально-фазовые траектории частиц близки к эллиптическим, поэтому, используя решение линеаризованного фазового уравнения, отклонение от равновесной орбиты в момент времени  $t$  можно представить в виде

$$\rho = B \cos(\Omega t + \delta), \quad (1)$$

где  $B$  - амплитуда радиально-фазовых колебаний,  $\Omega$  - круговая частота фазовых колебаний,  $\delta$  - некоторая начальная фаза. Помимо радиально-фазовых колебаний частица совершает свободные колебания. Если для частиц с произвольными фиксированными амплитудами свободных ( $A$ ) и радиально-фазовых колебаний ( $B$ ) время  $t$  отсчитывается от момента, когда расстояние от мишени до равновесной орбиты равно сумме этих амплитуд, то те из частиц (с выбранными амплитудами  $A$  и  $B$ ), которые при  $t = 0$  имеют фазу радиально-фазовых колебаний  $\delta$ , начнут попадать на мишень<sup>х)</sup> в момент  $t$ , определяемый соотношением<sup>/5/</sup>

$$B [1 + \cos(\Omega t + \delta)] = at. \quad (2)$$

Здесь  $a$  - радиальная скорость смещения равновесной орбиты. Трансцендентное уравнение (2) позволяет определить величину  $\rho = at - B$ , при которой на мишень попадают частицы с заданными значениями  $B$  и  $\delta$ .

Положение точки на радиально-фазовой кривой определяется величиной  $\rho$  и отклонением от равновесной фазы  $a$ . Связь между этими величинами для линейных колебаний дается уравнением

$$\rho = \pm R_0 \sqrt{\frac{eV_0 \sin \phi_0}{2\pi KFE\beta^2(1-n)^2} (a_{\max}^2 - a^2)}. \quad (3)$$

Здесь  $a_{\max}$  - максимальный размах фазовых колебаний для данной радиально-фазовой траектории,  $e$  - заряд протона,  $V_0$  - сумма амплитуд напряжений ускоряющих промежутков,  $E$  - равновесное значение полной энергии частицы,  $R_0$  - равновесный радиус,  $\beta$  - отношение скорости частицы к скорости света,  $n$  - показатель магнитного поля,  $\phi_0$  - равновесная фаза. Значения коэффициентов  $K$  и  $F$  даются формулами

$$F = 1 - \frac{L}{(2\pi R_0 + L)[n + \beta^2(1-n)]}$$

$$K = 1 + \frac{n}{1-n} \frac{1}{\beta^2},$$

где  $L$  - суммарная длина прямолинейных промежутков.

Используя выражения (2) и (3), можно определить моменты попадания на мишень частиц с различными  $\delta$  ( $0 \leq \delta \leq 2\pi$ ) и соответствующие значения  $\rho$  и  $a$ .

Так как условия (2) справедливы для произвольных амплитуд свободных радиальных колебаний, то для различных амплитуд этих колебаний, но при одинаковых  $\delta$  и  $B$ , мы найдем одни и те же значения  $t$ ,  $\rho$  и  $a$ , при которых произойдет соударение частиц с мишенью<sup>хх)</sup>. Как показывает расчет, и как нетрудно понять, анализируя движение всего сгустка частиц в сторону мишени со скоростью  $a$  и обращение частиц внутри сгустка по радиально-фазовым траекториям, величина  $a$ , определенная из (2) и (3), пробегает для каждой радиально-фазовой траектории значения, занимающие некоторую область  $\Delta a_{кр}$  в окрестности  $a = 0$ . При этом вся эта область заполняется за время, соизмеримое с

х) Предполагается, что представлены все фазы свободных колебаний от 0 до  $2\pi$ .

хх) При этом, конечно, надо помнить, что начало отсчета для  $t$  в (2) выбрано так, что несущественный для нас сдвиг во времени попадания частиц на мишень с различными амплитудами свободных колебаний исключается.

периодом радиально-фазовых колебаний. Величина  $\Delta a_{кр}$ , естественно, будет зависеть от скорости  $a$  смещения пучка на мишень. Чем меньше  $a$ , тем меньше  $\Delta a_{кр}$ .

При этом в случае небольших  $a$  в область  $\Delta a_{кр}$  попадают фазы, расположенные с одной стороны от  $a = 0$  и именно с той, где частицы, двигаясь по радиально-фазовой траектории, приближаются к мишени. При значениях  $a$ , свыше 0,5 см/мсек, область  $\Delta a_{кр}$  значительно расширяется за счет фаз, расположенных с противоположной стороны от точки  $a = 0$ .

Как известно, на каждой радиально-фазовой траектории обращаются частицы с различными амплитудами свободных колебаний от 0 до некоторого  $A_{max}$ . Частицы с разными амплитудами этих колебаний попадают на мишень, как уже отмечалось, со сдвигом во времени (но в той же области  $\Delta a_{кр}$ ). Учитывая это обстоятельство, мы можем теперь составить себе представление о временной структуре импульса частиц на мишень. Для определенной радиально-фазовой траектории длительность импульса в течение времени одного фазового колебания меняется от 0 до  $\frac{\Delta a_{кр}}{2\pi} \cdot T$ , где  $T$  - время одного оборота частиц в ускорителе. Импульс от частиц с выбранной радиально-фазовой траектории прекратится, когда исчерпаются все амплитуды свободных колебаний.

Наибольшее  $\Delta a_{кр} = \bar{\Delta a}_{кр}$  будет, очевидно, у пограничной радиально-фазовой траектории, для которой  $a_{max} = \pi \cdot \epsilon$ . Суммируя импульсы на мишень, обходящиеся различным радиально-фазовым траекториям, получим, что длительность импульсов вторичных частиц на протяжении всего времени соударения пучка с мишенью, исключая передний и задний фронт, определяется величиной  $\bar{\Delta a}_{кр}$ . В предыдущих рассуждениях мы пренебрегли возможностью многократного обхода мишени из-за свободных колебаний. Но поскольку период фазовых колебаний в конце ускорения приблизительно в тысячу раз больше, чем период свободных колебаний, ошибка в определении  $\bar{\Delta a}_{кр}$  будет невелика. На рис. 1 показана величина  $\eta$ , равная отношению длительности импульсов вторичных частиц к периоду их повторения в зависимости от скорости  $a$ , вычисленная для реальных условий синхрофазотрона на 10 Бэв. Проверочный расчет по точным формулам с учетом нелинейности радиально-фазовых колебаний показал, что в нашем случае нелинейность практически не сказывается.

Экспериментально высокочастотная структура наблюдалась с помощью сцинтилляционного "зонда", представляющего собой пластический сцинтиллятор, укрепленный на конце световода, противоположный конец которого находился в контакте с фотоумножителем. Сцинтиллятор помещался в вакуумной камере у внутренней стенки. Пучок протонов в процессе ускорения смещался на мишень, расположенную у внутреннего или внешнего края рабочей области. Размер мишени в направлении движения пучка был достаточно велик. Поэтому частицы за счет потери энергии в толще мишени забрасывались на внутреннюю стенку вакуумной камеры и попадали на расположенный здесь сцинтиллятор. Чтобы избежать фона от частиц малой энергии, выпадающих в процессе ускорения, сцинтиллятор был упакован в тонкую алюминиевую фольгу. Световой сигнал передавался через световод на катод фотоумножителя ФЭУ-33, помещенного вне камеры. Импульс напряжения с анода фотоумножителя подавался по кабелю РК-50 длиной около 100 м, нагруженного на волновое сопротивление, на вход скоростного осциллографа ДЭО-1. Типичная осциллограмма

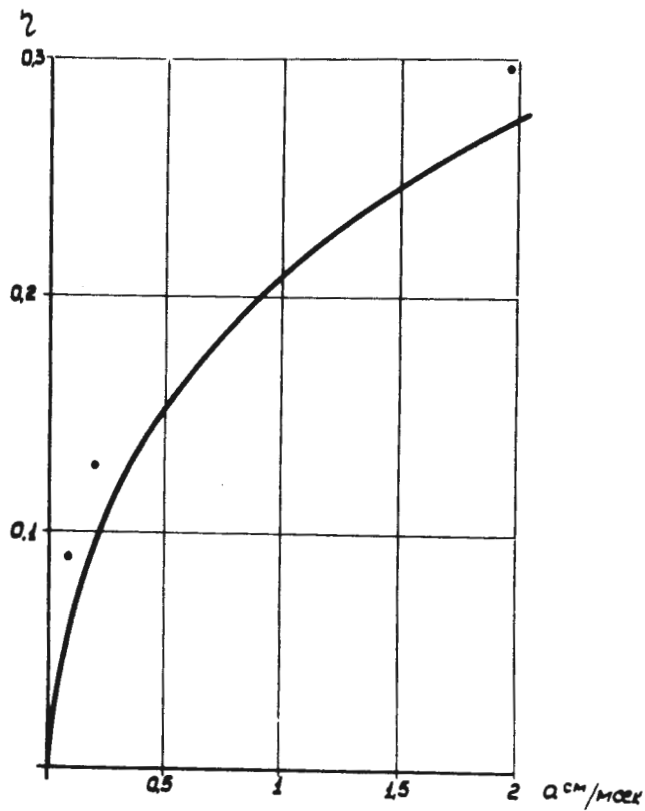


Рис. 1. Зависимость отношения длительности высокочастотных импульсов к периоду их повторения от скорости смещения пучка на мишень при  $\cos \phi_0 = 0,265$ ,  $V_0 = 7,9$  кв,  $n = 0,67$ , экспериментальные величины отмечены точками.

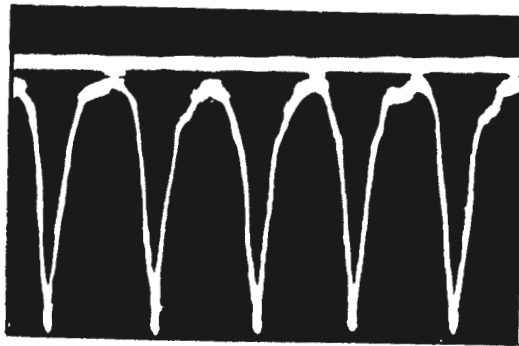


Рис. 2. Осциллограмма высокочастотного сигнала от сцинтилляционного "зонда". Временной интервал между импульсами равен 0,7 мксек.

высокочастотной структуры приведена на рис.2. Отношения длительности импульсов к периоду их повторения, определенные экспериментально для различных скоростей напывания пучка на мишень, отмечены на рис. 1 точками. Экспериментальные величины несколько превосходят теоретические.

Высокочастотная структура пучков вторичных частиц может быть использована в экспериментах, основанных на разности во времени пролета частиц. Однако она весьма нежелательна при работе со счетчиками в интенсивных пучках вторичных частиц, так как накладывает очень жесткие требования на разрешающую способность аппаратуры. Из изложенного выше видно, что высокочастотная структура проявляется при выводе пучка на мишень в процессе ускорения. Ее можно ликвидировать, если найти способ, который позволил бы до сброса на мишень получить равномерное распределение частиц в направлении азимута. Ниже мы остановимся на некоторых из таких способов.

## 2. Низкочастотная структура

В этом разделе будут рассмотрены способы вывода пучка на мишень, позволяющие получать вторичные пучки частиц, не содержащие высокочастотной структуры. Однако при применении каждого из них в той или иной мере проявляется низкочастотная структура, которая также приводит к неравномерности загрузки аппаратуры во времени.

Наиболее простым из этих методов является "естественное" сворачивание частиц на мишень после прекращения ускорения. При этом скорость изменения радиуса мгновенных орбит определяется скоростью изменения магнитного поля  $H$

$$\alpha = \frac{R \cdot \dot{H}}{(1-n) H} \quad (4)$$

В работе<sup>/5/</sup> показано, что число частиц, попадающих на мишень за один оборот, пропорционально  $\sqrt{\alpha}$ . Магнитное поле в синхрофазотроне на 10 Бэв, помимо медленно изменяющейся составляющей, содержит пульсации с частотой, кратной 600 гц:

$$H = H_0(t) + \sum_k h_k \sin(2\pi k \cdot 600t + \alpha_k). \quad (5)$$

Поэтому, подставляя численные значения величин, входящих в (4), применительно к синхрофазотрону на 10 Бэв, скорость изменения радиуса мгновенных орбит при "естественном" сворачивании частиц, ускоренных до конечной энергии, можно выразить следующим образом:

$$\alpha = [2,6 \cdot 10^3 + 4,5 \cdot 10^2 \cos(2\pi 600t + \alpha)] \text{ см/сек.} \quad (6)$$

Здесь учтено только действие гармоники с частотой 600 гц, так как амплитуда высших гармоник значительно меньше. Поскольку радиальная скорость смещения промодулирована во времени с частотой  $\sim 600$  гц, импульс тока на мишень будет содержать низкочастотную структуру с такой же частотой. Это подтверждается осциллограммой (рис. 3), на которой показан сигнал от "сцинтилляционного" зонда при "естественном" сворачивании на мишень (нижний луч) и производная пульсаций магнитного поля во времени (верхний луч). На рис. 5 этот же сигнал показан в большом временном масштабе. Как видно, высокочастотной структуры он не содержит. Объясняется это тем, что из-за наличия у ускоренных частиц разброса по энергиям, за время сворачивания к мишени сгусток успевает расформироваться, и пучок по азимуту равномерно заполняет вакуумную камеру. Длительность импульсов вторичных частиц, получаемых таким способом, составляет 4-5 мсек.

Часто бывает необходимо получать пучки длительностью 50-100 мсек, что достигается



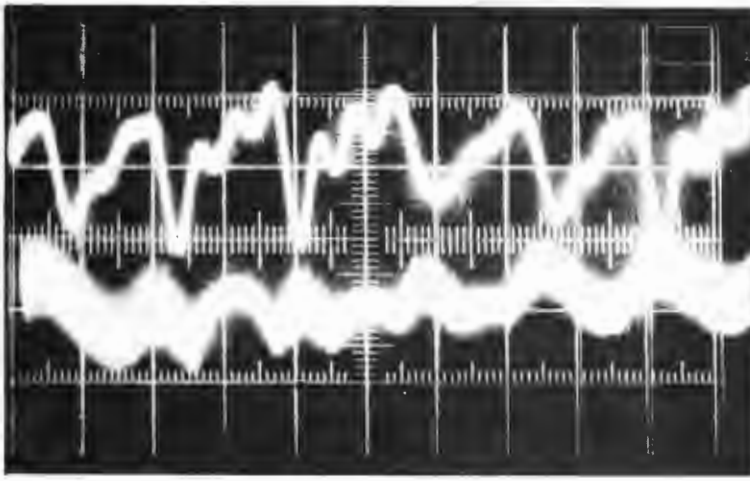


Рис. 3. Осциллограмма импульса вторичных частиц при "естественном" сворачивании ускоренного пучка на мишень (нижний луч). На верхнем луче дана производная во времени пульсаций магнитного поля. Скорость развертки 1 мсек/см.

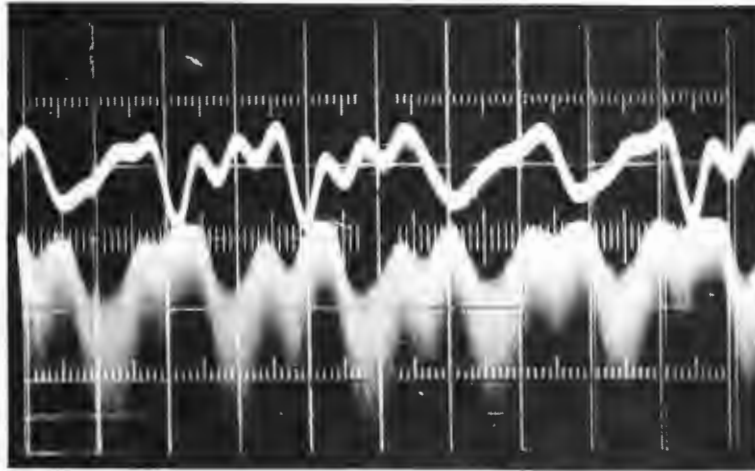


Рис. 4. Осциллограмма импульса вторичных частиц, полученного путем смещения пучка на мишень в процессе ускорения за счет изменения частоты ускоряющего напряжения (нижний луч). На верхнем луче дана производная по времени пульсаций магнитного поля. Скорость развертки 1 мсек/см.

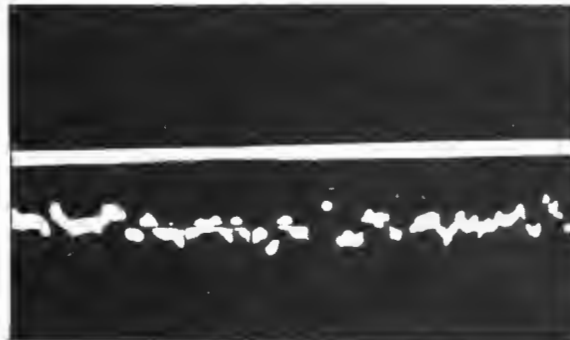


Рис. 5. Осциллограмма импульса вторичных частиц при "естественном" сворачивании ускоренного пучка на мишень. Длительность развертки 10 мсек.

при скоростях  $v$ , приблизительно равных 100–200 см/сек. При таких скоростях структура пульсаций магнитного поля проявляется значительно сильнее. Для иллюстрации на рис. 4 показана осциллограмма импульса вторичных частиц, полученного путем наведения пучка на мишень в процессе ускорения за счет изменения частоты ускоряющего напряжения<sup>х)</sup> со скоростью 100 см/сек. Однако требования получения длительных импульсов и уменьшения глубины модуляции из-за пульсаций поля можно совместить, если искусственно создать условия, при которых частицы медленно выпадают из процесса ускорения и сворачиваются на мишень в изменяющемся магнитном поле. Механизм соударения пучка с мишенью в этом случае совершенно такой же, как при "естественном" сворачивании, поэтому высокочастотная структура будет ликвидирована, а глубина модуляции из-за пульсаций магнитного поля будет минимальна.

Одним из таких методов является резонансная раскачка фазовых колебаний. С этой целью в частоту ускоряющего напряжения вводилось периодическое возмущение с частотой, близкой к частоте фазовых колебаний. На рис. 6 показана осциллограмма получаемого при этом импульса вторичных частиц. Помимо структуры пульсаций магнитного поля здесь

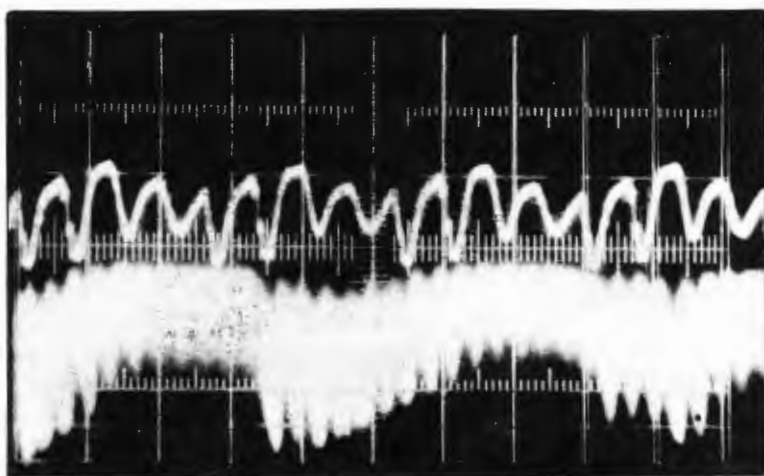


Рис. 6. Осциллограмма импульса вторичных частиц при резонансной раскачке фазовых колебаний путем введения в частоту ускоряющего напряжения периодического возмущения с частотой 1200 гц (нижний луч). На верхнем луче дана производная по времени пульсаций магнитного поля. Скорость развертки 2,5 мсек/см.

четко выражена структура с частотой возмущающей силы ( $\sim 1200$  гц). Кроме того наблюдается периодичность с периодом  $\sim 13$  мсек, происхождение которой, по-видимому, можно объяснить дополнительным действием гармоники с частотой 150 гц, которая также содержится в магнитном поле.

Другой метод, посредством которого можно осуществлять медленное выпадение частиц из синхронизма, состоит в уменьшении амплитуды ускоряющего напряжения. Временная

<sup>х)</sup> За пульсациями магнитного поля с частотой 600 гц частота ускоряющего поля "не следит". Поэтому равновесный радиус также пульсирует.

структура импульса, полученного таким способом, показана на рис. 7. На нижнем луче дана осциллограмма высокочастотного напряжения на ускоряющей щели. Кроме структуры пульсаций поля имеет место дополнительная модуляция с частотой 100 гц, которая вызвана наличием пульсаций такой же частоты на огибающей ускоряющего напряжения.

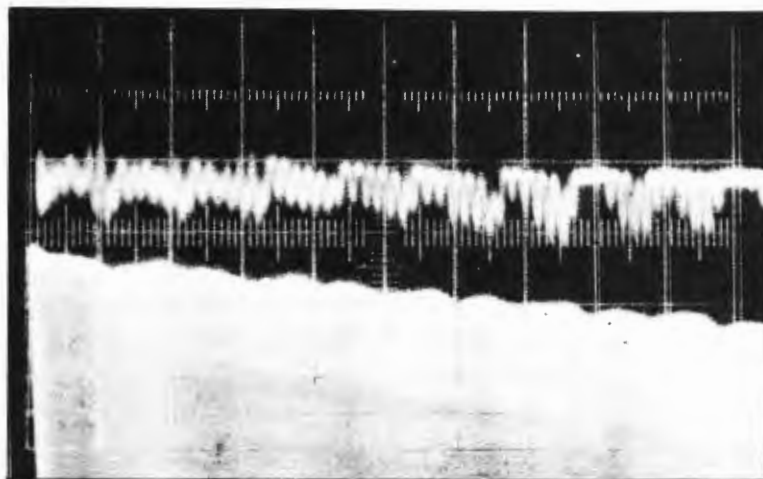


Рис. 7. Осциллограмма импульса вторичных частиц при уменьшении амплитуды ускоряющего напряжения (верхний луч). На нижнем луче показана осциллограмма высокочастотного напряжения на ускоряющей щели. Скорость развертки 10 мсек/см.

Таким образом оба метода приводят к появлению дополнительной низкочастотной структуры. С этой точки зрения предпочтительным является способ, предложенный в работе <sup>13/</sup>. Раскачка фазовых колебаний производилась здесь следующим образом. Пучок в процессе ускорения перемещался к наружному радиусу и многократно проходил через расположенную там тонкую фольгу. Выпавшие из ускорения частицы сворачивались к внутреннему краю рабочей области, где попадали на мишень. Это давало возможность вести работу с растянутыми во времени импульсами с двух мишеней одновременно. В синхрофазотроне на 10 Бэв были проведены опыты с фольгой различной толщины. При работе с фольгой из мейлара толщиной 2-3 микрона, энергия, теряемая частицей на ионизацию, значительно меньше, чем прирост энергии за оборот. Поэтому пучок частиц, многократно пересекая фольгу, продолжает ускоряться. Однако радиально-фазовые колебания постепенно нарастают, и частицы, выпадая в конце концов из области устойчивости, попадают на внутреннюю мишень, сворачиваясь "естественно".

В этом случае удается получить равномерный во времени импульс вторичных частиц, длительностью 400-500 мсек. Высокочастотной структуры такой импульс не содержит, структура пульсаций магнитного поля представлена так же, как и при "естественном" сворачивании. Для получения более коротких импульсов толщину фольги приходится увеличивать.

Увеличение толщины фольги приводит к интенсивной раскачке фазовых колебаний, обусловленной потерями на ионизацию. Кроме того, из-за многократного рассеяния в фоль-

ге постепенно увеличивается амплитуда свободных колебаний. На рис. 8 показана осциллограмма сигнала от сцинтилляционного "зонда" при работе с фольгой из мейлара, толщиной 250 микрон. Длительность импульса вторичных частиц в этом случае составляет 20 мсек. Как видно из рисунка, помимо частиц, выпавших из ускорения, на мишень за счет возрастания амплитуды свободных радиальных колебаний, попадают также частицы, находящиеся в синхронизме. Последнее обстоятельство приводит к появлению высокочастотной модуляции тока частиц с мишени. Следовательно, при получении этим методом пучков частиц длительностью 20-40 мсек высокочастотную структуру полностью ликвидировать не удастся. При этом отношение амплитуды высокочастотных импульсов к величине низкочастотной составляющей близко к 100%.



Рис. 8. Осциллограмма сигнала от сцинтилляционного зонда при раскачке фазовых колебаний фольгой из мейлара, толщиной 250 микрон. Временной интервал между высокочастотными импульсами составляет 0,7 мсек.

#### В ы в о д ы

1) При соударении ускоренного пучка протонов с мишенью в процессе ускорения образуются импульсы вторичных частиц, содержащие высокочастотную структуру с периодом, равным частоте обращения. Длительность высокочастотных импульсов зависит от скорости смещения ускоренного пучка на мишень.

2) Ликвидировать высокочастотную структуру можно путем искусственного создания условий, при которых частицы выпадают из ускорения и сворачиваются на мишень в изменяющемся магнитном поле. Во время "естественного" сворачивания частицы за счет энергетического разброса равномерно заполняют вакуумную камеру по азимуту. Если такой механизм вызван резонансной раскачкой фазовых колебаний, имеет место неравномерность импульсов вторичных частиц, обусловленная низкочастотной структурой. Если выпадение из ускорения осуществляется путем уменьшения амплитуды ускоряющего напряжения или раскачкой фазовых колебаний с помощью фольги, структура пучков во времени получается более равномерной.

3) Глубина модуляции, вызванная пульсациями магнитного поля, наиболее велика при медленном смещении пучка на мишень. Наименьшей величины она достигает при "естественном" сворачивании частиц на мишень.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность А.Б. Кузнецову за весьма полезные обсуждения и В.Н. Булдаковскому, принимавшему участие в подготовке аппаратуры и проведении измерений.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов, К.П. Мызников, А.П. Царенков. Препринт ОИЯИ, Р-849, 1961, Дубна.
2. H.K. Ticho, Proceedings International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation, p. 387, CERN, 1959.
3. N.E. Booth, G.W. Hutchinson, Nucl. Instr., 1957, 1, 80.
4. А.Б. Кузнецов, К.П. Мызников. Атомная энергия, 12,373, 1962.
5. К.П. Мызников. Препринт ОИЯИ, 1054, 1962, Дубна.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 сентября 1962 года.