

18/14-7

Б-399

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

9-5253



Ю.Д. Безногих, М.А. Воеводин

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИНДИКАЦИЯ И КОНТРОЛЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
СПЕКТРА ПЕРИОДИЧЕСКИ БУНЧИРОВАННОГО
ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫХОДЕ
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ С ПОМОЩЬЮ
ПРОЗРАЧНОГО ИНДУКЦИОННОГО ДАТЧИКА

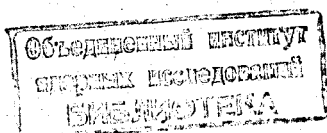
1970

9-5253

Ю.Д. Безногих, М.А. Воеводин

ИНДИКАЦИЯ И КОНТРОЛЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
СПЕКТРА ПЕРИОДИЧЕСКИ БУНЧИРОВАННОГО
ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫХОДЕ
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ С ПОМОЩЬЮ
ПРОЗРАЧНОГО ИНДУКЦИОННОГО ДАТЧИКА

Направлено в ПТЭ



Описываемый в данной работе метод индикации энергетического спектра периодически бунчированного пучка заряженных частиц, вообще говоря, применим ко всем устройствам, дающим на выходе пучок в виде периодической последовательности сгустков ускоренных частиц (ограничения применения метода могут быть связаны лишь с длиной ускоряющей волны λ и скоростью частицы β), но поскольку наиболее характерным примером бунчированного пучка является пучок на выходе линейного ускорителя, то весь метод описывается на примере этого пучка.

Одним из важнейших параметров пучка на выходе линейного ускорителя ионов - инжектора кольцевого ускорителя, является, как известно, его энергетический спектр. Величина энергетического спектра определяет эффективность захвата в режим ускорения в кольцевом ускорителе. Для повышения захвата инжектор настраивается таким образом, чтобы пучок на выходе имел минимальную ширину спектральной кривой.

Поэтому измерение и контроль энергетического спектра пучка на выходе линейного ускорителя являются важнейшими процедурами при настройке инжектора на оптимальный режим.

Классическая схема измерения энергетического спектра пучка на выходе линейного ускорителя, описанная в литературе, изображена на рис. 1, где (1,2) - узкие вертикальные щели, исключая угловую ошибку.

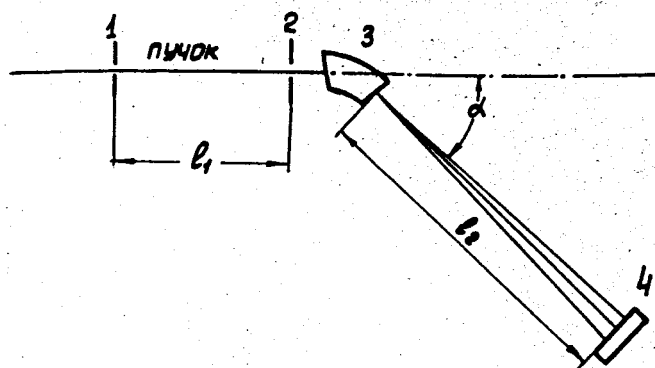


Рис. 1. Схема измерения энергетического спектра с поворотным магнитом-анализатором.

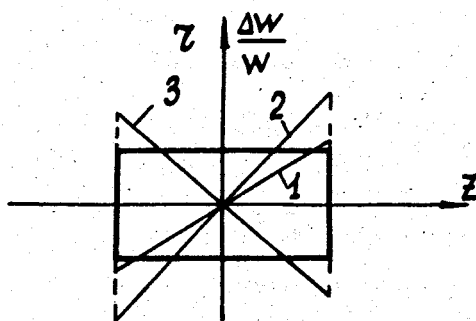


Рис. 2. Цилиндрический равномерно заряженный сгусток с линейным (относ. оси z) распределением скоростей частиц в сгустке.

(3) - поворотный магнит-анализатор,

(4) - устройство для измерения ширины пучка.

Измеренная ширина пучка с помощью устройства (4) с учётом угла поворота α и базы дрейфа l_2 может быть проградуирована в спектральную ширину.

Метод измерения энергетического спектра с поворотным магнитом-анализатором дает возможность с достаточной точностью измерить ширину спектральной кривой в абсолютных единицах, но процесс измерения, как правило, занимает много времени и требует прецизионной аппаратуры.

Кроме того в рассматриваемом случае измерение производят на пучке, отклоненном от рабочего тракта инжекции, поэтому в режиме инжекции информация об энергетическом спектре отсутствует.

В данной работе описывается метод индикации и контроля энергетического спектра периодически бунчируемого пучка, который отличается простотой измерительной аппаратуры и позволяет получать информацию об энергетическом спектре в каждом цикле ускорения без отклонения пучка от рабочего тракта, т.е., не нарушая рабочего режима установки (в случае линейного ускорителя ионов измерение производится без нарушений режима инжекции в кольцевой ускоритель).

Индикация и контроль энергетического спектра
по проходящему току с помощью индукционного
датчика /1/

Известно, что пучок частиц, выходящий из линейного ускорителя ионов, имеет дискретную структуру в виде отдельных сгустков, центры тяжести зарядов которых отстоят друг от друга по фазе на 2π , и соответственно, на линейную напряженность $L = \beta_{k,s} \lambda$, где $\beta_{k,s}$ - конечная относительная скорость синхронной частицы. На выходе линейного ускорителя сгусток хорошо сбунчируван и поэтому имеет небольшую фазовую и линейную протяженность (по сравнению с 2π и L).

Фазовая протяженность сгустка зависит от конечной энергии и для энергий 10–50 Мэв примерно равна $30-20^\circ$. Такой сгусток, вследствие того, что частицы в нем имеют разброс по энергии, проходя по участку свободного дрейфа инжекционного тракта, расширяется по фазе, и степень фазового расширения сгустка зависит от энергетического разброса частиц в сгустке.

Для простоты анализа сделаем следующие предположения:

1. Плотность заряда в сгустке, имеющем форму цилиндра, распределена равномерно.

2. Полные заряды всех сгустков, последовательно следующих друг за другом, одинаковы.

3. Начальная функция распределения разброса продольных скоростей частиц в сгустке линейна относительно оси z и частицы, расположенные в середине сгустка ($z = 0$), имеют нулевой разброс скоростей (рис. 2, прямая 1).

Сделанные предположения позволяют рассматривать сгустки как периодическую последовательность функций, вид которых на расстоянии l_1, l_2, l_3 ($l_3 > l_2 > l_1$) от выхода линейного ускорителя изображен на рис. 3, где

T - период следования сгустка,

$J_{\Lambda}^{(n)}$ - амплитуда функции изображения сгустка,

$z = f_1 \left(\frac{\Delta w}{w} \right)$ - фазовая полуширина сгустка.

Указанную на рис. 3 последовательность функций можно разложить в ряд Фурье.

В соответствии с принятой системой отсчета ряд Фурье будет иметь вид

$$J_{\Lambda}^{(n)} = \frac{J_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} J_k^{(n)} \cos k z, \quad (1)$$

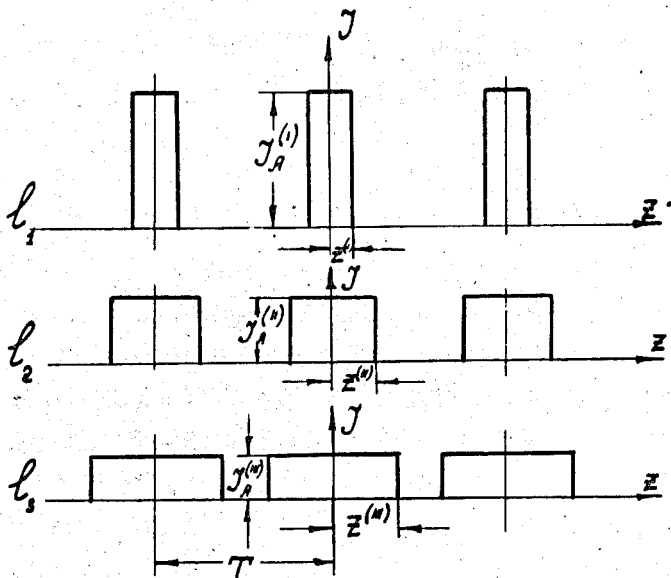


Рис. 3. Функции изображения цилиндрического равномерно заряженного сгустка с линейным распределением скоростей частиц в сгустке.

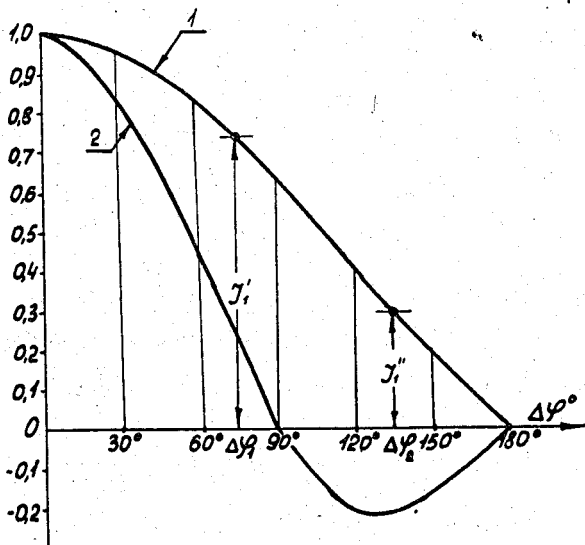


Рис. 4. Нормализованные кривые изменения амплитуды первой (1) и второй (2) гармоник в зависимости от фазовой полуширины цилиндрического равномерно заряженного сгустка.

$$J_k^{(n)} = \frac{2}{T_0} \int_0^T J_A^{(n)} \cos k z dz = \frac{4}{T_0} \int_0^{z^{(n)}} J_A^{(n)} \cos k z dz, \quad (2)$$

k - номер гармоники,

n - индекс, зависящий от "амплитуды" функций разложения.

Такая математическая интерпретация последовательности сгустков говорит о том, что вдоль инжекционного тракта движутся бегущие волны с частотами, равными и кратными основной гармонике и амплитудами, определяемыми по формуле (2). Характерной особенностью процесса является то, что амплитуды этих гармоник в процессе движения сгустков не остаются постоянными.

Действительно, если измерить амплитуду 1-ой гармоники в точке l_1 на некотором удалении от линейного ускорителя (последовательность импульсов (1) рис. 3), то из (2) получим

$$J_1^{(1)} = \frac{4}{T} \int_0^{z^{(1)}} J_A^{(1)} \cos z dz = \frac{2}{\pi} \int_0^{z^{(1)}} \frac{Q}{z^{(1)}} \cos z dz = \frac{2}{\pi} \frac{Q}{z^{(1)}} \sin z^{(1)},$$

где $J_A^{(1)} = \frac{Q}{z^{(1)}}$, Q - заряд сгустка.

Соответственно, если измерить амплитуду 1-ой гармоники в более дальней от выхода ЛУ точке l_2 , то получим

$$J_1^{(II)} = \frac{4}{T} \int_0^{z^{(II)}} J_A^{(II)} \cos z dz = \frac{2Q}{\pi z^{(II)}} \sin z^{(II)}. \quad \text{и т.д.}$$

Аналогичные расчёты можно проделать и для высших гармоник.

На рис. 4 показаны нормализованные кривые изменения амплитуды 1-ой и 2-ой гармоник в зависимости от фазовой полуширины сгустка $\Delta \phi$. $\Delta \phi$ меняется от 0 до π .

На рис. 4 кривая 1 для амплитуды 1-ой гармоники, кривая 2 - для амплитуды 2-ой гармоники.

Установим на некотором расстоянии l от выхода линейного ускорителя индукционный датчик, например, пикап-электрод. Усилительный тракт после пикап-электрода настроен на частоту измеряемой гармоники, например, первой. В этом случае сигнал первой гармоники, получаемый на выходе резонансной системы, будет зависеть от фазовой полуширины сгустка $\Delta\phi$ в месте установки датчика.

Пусть $\Delta\phi = \Delta\phi_1$ (рис. 4) для заданного распределения энергетического спектра частиц в сгустке (прямая 1, рис. 2). Тогда сигнал на выходе усилительной системы будет пропорционален величине J_1^I .

Если теперь на выходе линейного ускорителя изменится распределение энергетического спектра частиц в сгустке (будет соответствовать, скажем, прямой 2 рис. 2), то в месте измерения фазовая полуширина сгустка примет другое значение (напр. $\Delta\phi_2$ рис. 4) и сигнал с датчика будет пропорционален величине J_1^{II} .

Фазовая полуширина сгустка в нерелятивистском приближении линейно связана с энергетическим разбросом

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \frac{\Delta w}{w_{k,s}} \frac{l}{\beta_{k,s} \lambda} 2\pi = A \frac{\Delta w}{w_{k,s}}. \quad (3)$$

Таким образом, сигнал, снимаемый с датчика,

$$J = f_1(\Delta\phi) = f_2\left(\frac{\Delta w}{w_{k,s}}\right).$$

Эта функциональная зависимость такова, что минимум энергетического спектра соответствует максимуму сигнала, снимаемого с датчика.

В случае реального распределения плотности заряда и реального распределения энергетического спектра частиц в сгустке ход кривых рис. 4 несколько изменится, но максимум сигнала, снимаемого с датчика, установленного на определенном расстоянии от выхода линейного ускорителя, будет соответствовать минимуму энергетического спектра частиц в сгустке.

На рис. 5 показаны теоретически рассчитанные кривые изменения амплитуды 1-ой гармоники в зависимости от полуширины сгустка в виде равномерного заряженного эллипсоида – кривая 1, в виде неравномерно заряженного цилиндра (функция распределения заряда сгустка для этого случая изображена на рис. 6) – кривая 2.

Для сравнения на рис. 5 нанесена кривая 3 – для цилиндрического равномерно заряженного сгустка. Для всех кривых рис. 5 принято линейное распределение скоростей частиц в сгустке, аналогичное изображенному на рис. 2.

Вид распределения плотности заряда в сгустке, изображенный на рис. 6 (но, конечно, при более плавной аппроксимации, например по кривой 2), может оказаться близким к реальному распределению частиц в сгустке, в месте установки измерительного датчика, если в начале процесса дрейфа сгусток аппроксимировать как равномерно заряженный цилиндр (или равномерно заряженный эллипсоид), в котором функция распределения частиц по скорости вдоль осевой длины сгустка аппроксимируется кривой, близкой к синусоиде. Расчёты показывают, что такая аппроксимация распределения скоростей частиц в сгустке на выходе линейного ускорителя в определенных режимах может оказаться близкой к действительной.

Таким образом, и нелинейная аппроксимация функции распределения скоростей частиц в сгустке не меняет существенным образом вида кривой (3), изображенной на рис. 5.

В сформированном сгустке частиц на выходе линейного ускорителя функция распределения частиц по скорости вдоль оси z может оказаться с отрицательным наклоном (рис. 2, кривая 3). Это приводит к тому, что на участке дрейфа частицы, обгоняя друг друга, сначала будут уплотняться, а уже затем плотность заряда в сгустке будет падать. В соответствии с этим в ходе кривых рис. 5 появится участок

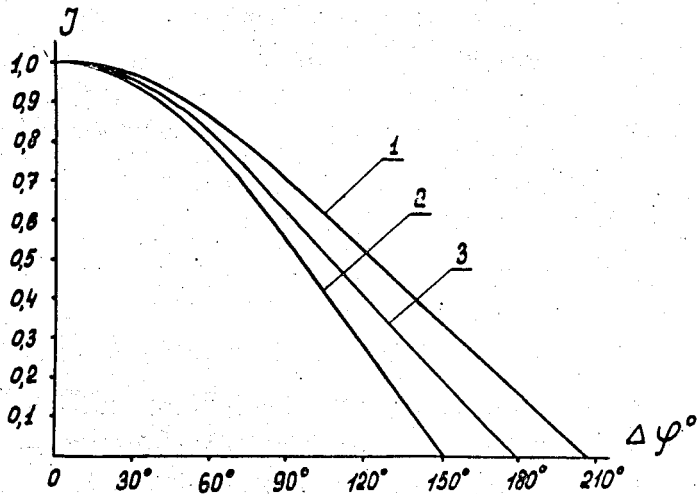


Рис. 5. Нормализованные кривые изменения амплитуды 1-ой гармоники в зависимости от фазовой ширины сгустка. 1 - для сгустка в виде равномерно заряженного эллипсоида, 2 - для сгустка в виде неравномерно заряженного цилиндра (рис. 6).

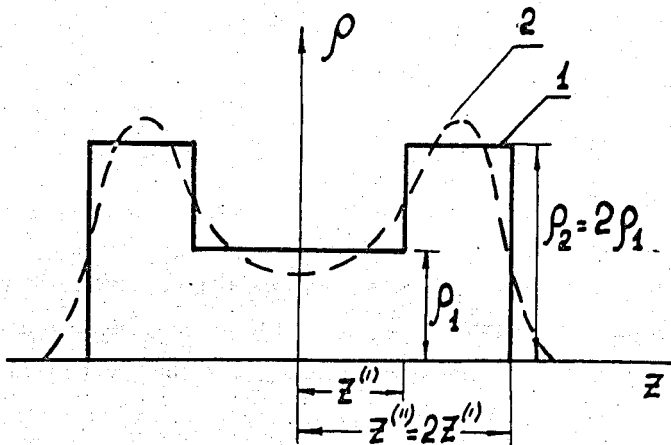


Рис. 6. Цилиндрический неравномерно заряженный сгусток.

с "отрицательной" фазовой полушириной, который приводит к смещению максимума функции (J) на некоторое расстояние от выхода линейного ускорителя. Поэтому для устранения неоднозначности в измерениях необходимо при возможных оптимальных настройках линейного ускорителя так выбирать место установки датчика, чтобы все время находиться на "падающем" участке кривой $J = f(\Delta\phi)$.

В ЛВЭ ОИЯИ разработан прибор, который реализует описываемый метод измерения энергетического спектра пучка на выходе линейного ускорителя - инжектора синхрофазотрона. Измерительный датчик установлен на расстоянии 10 м от выхода линейного ускорителя. В качестве датчика используется цилиндрический пикап-электрод диаметром 90 мм, длина образующей 3 см. Схема измерения показана на рис. 7.

Результаты измерения энергетического спектра в зависимости от уровня ускоряющего поля в резонаторе линейного ускорителя представлены в виде кривых на рис. 8. Кривая 1 - нормализованный сигнал с измерительной петли. Кривая 2 - нормализованное значение ускоренного пучка в конце ускорения на кольце синхрофазотрона.

Из кривых видно, что максимум ускоренного пучка на кольце синхрофазотрона соответствует, при всех прочих равных условиях, максимуму сигнала с индукционного датчика, т.е. минимуму энергетического спектра пучка на выходе инжектора.

Если инжекционный тракт имеет дебанчер, то установив датчик за дебанчером (по ходу пучка) по максимуму сигнала, снимаемого с датчика, можно судить об оптимальном режиме работы дебанчера и всего инжектора в целом. В случае ускорения на линейном ускорителе пучков большой интенсивности, т.е. когда имеет место большая подсадка огибающей импульса в/ч в резонаторе линейного ускорителя, по структуре огибающей сигнала, снимаемого с индукционного датчика, можно судить об изменении так называемого мгновенного значения энергетического спектра частиц ^{/2/} на протяжении периода ускорения.

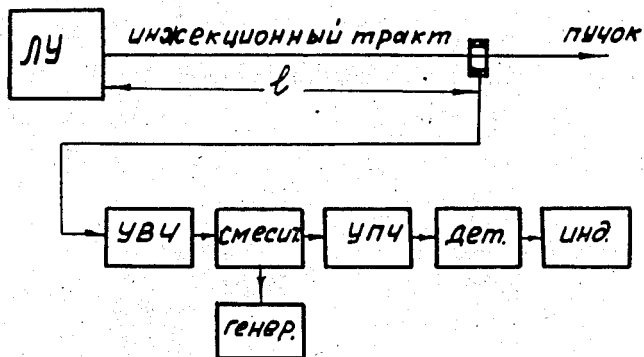


Рис. 7. Блок-схема измерения и контроля энергетического спектра пучка линейного ускорителя.

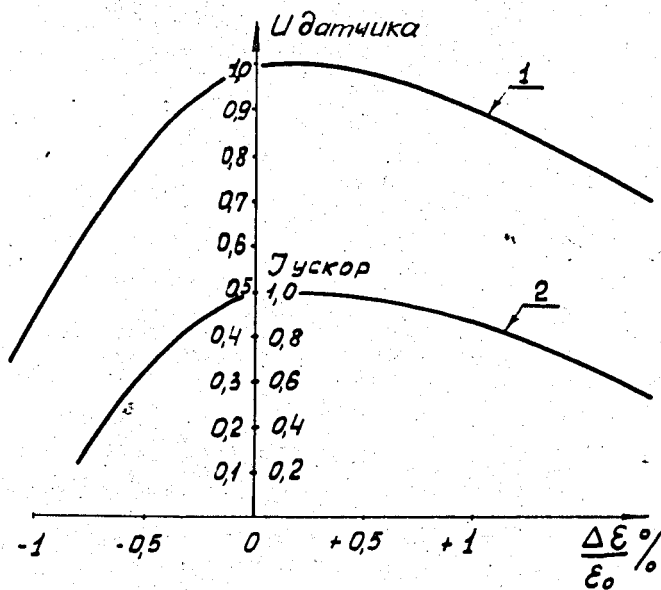


Рис. 8. Нормализованные кривые изменения уровня интенсивности (кривая 1) ускоренного пучка на кольце синхрофазотрона ОИЯИ и уровня сигнала с измерителя спектра (кривая 2) в зависимости от уровня в/ч поля в резонаторе линейного ускорителя.

На рис. 9а изображена осциллограмма импульса огибающей в/ч поля в резонаторе линейного ускорителя - инжектора синхрофазотрона. Амплитуда импульса $U = 110$ в, длительность плоской части импульса $\tau = 400$ мксек. Указанная амплитуда импульса соответствует минимальному спектру ускоренного пучка на выходе линейного ускорителя.

На рис. 9б показана вершина плоской части импульса рис. 9а. На рис. 9в показана огибающая сигнала спектра на выходе измерительного устройства.

На рис. 9г показана огибающая импульса ускоренного тока ЛУ с прозрачного индукционного датчика, установленного вблизи цилиндрического пикап-электрода.

Настройка уровня в/ч поля, показанная на осциллограммах рис. 9, соответствует минимальному значению ширины спектральной кривой ускоренного пучка. Амплитуда уровня в/ч поля в средней части импульса равна 3в (рис. 9б).

На рис. 10 показаны осциллограммы импульсов (вершины плоской части огибающей в/ч поля (а), огибающей спектра с пикап-электрода (б), огибающей ускоренного тока с прозрачного индукционного датчика (в) при уровне ускоряющего в/ч поля ниже оптимального

$$U_{\text{в/ч}} = U_{\text{опт.}} - 0,015 U_{\text{опт.}}$$

На рис. 11 показаны осциллограммы импульсов (вершины плоской части огибающей в/ч поля (а)), огибающей спектра с пикап-электрода (б) при уровне ускоряющего в/ч поля выше оптимального

$$U_{\text{в/ч}} = U_{\text{опт.}} + 0,012 U_{\text{опт.}}$$

Таким образом, настраивая уровень в/ч поля на максимум сигнала с пикап-электрода, т.е. на минимум энергетического спектра (рис.9), можно получить оптимальное согласование по спектру пучка, инжектируемого в камеру кольцевого ускорителя (рис.8).

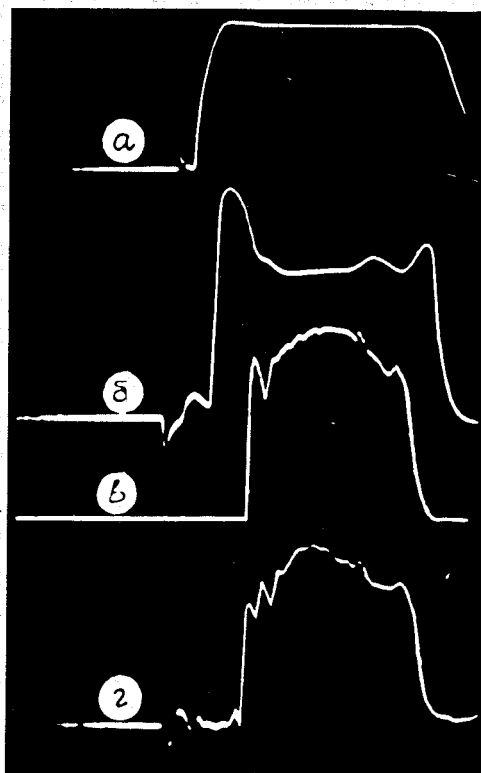


Рис. 9. Осциллограммы импульсов уровня в/ч поля (а,б) в резонаторе ЛУ, сигнала с датчика спектра (в), сигнала с прозрачного датчика ускоренного тока (г) при номинальном уровне в/ч поля.

Из рис. 106 и 116 хорошо видно изменение мгновенного значения спектра.

На рис. 106 (при пониженном уровне ускоряющего поля) сигнал с пикап-электрода находится в фазе с изменением уровня поля за время инжекции (сигнал спектра, соответственно, в противофазе с изменением поля).

На рис. 116 (при повышенном уровне в/ч поля) сигнал с пикап-электрода, как и следовало ожидать, находится в противофазе с изменением уровня поля за время инжекции (сигнал же спектра, соответственно, в фазе с изменением поля).

Усилительный тракт схемы (рис. 7) не содержит нормализации на величину пролетного тока ускоренных частиц. Форма импульса ускоренного тока, как это можно видеть из рис. 9г и 10в, изменяется за время инжекции. Это, естественно, сказывается на форме импульса, снимаемого с пикап-электрода.

При наличии в схеме нормализующего элемента (напр. АРУ) форма сигнала с пикап-электрода в еще большей степени будет отражать форму огибающей импульса в/ч поля за время инжекции.

Описываемый метод измерения спектра, не дает, конечно, представления о виде спектральной кривой, который можно получить, пользуясь классическим методом измерения (рис. 1), но он позволяет достаточно точно и, что самое главное - оперативно, обеспечить оптимальную настройку инжектора для согласования его по спектру с кольцом ускорителя.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л.П. Зиновьеву и А.Б. Кузнецову за полезные дискуссии и внимание к работе, а также А. Анашину и Н. Корукову за изготовление аппаратуры и помощь в проведении экспериментальных работ.

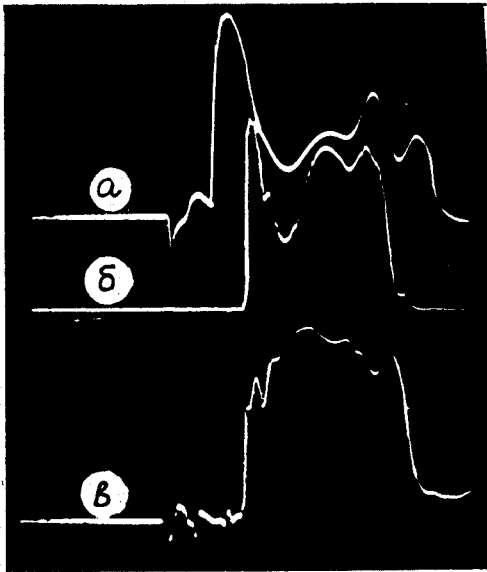


Рис. 10. Осциллограммы импульсов
 уровня в/ч поля в резонаторе ЛУ
 (а), сигнала с датчика спектра (б),
 сигнала с прозрачного датчика ус-
 коренного тока (в) при
 $U_{B/ч} = U_H - 1,5\% U_H$

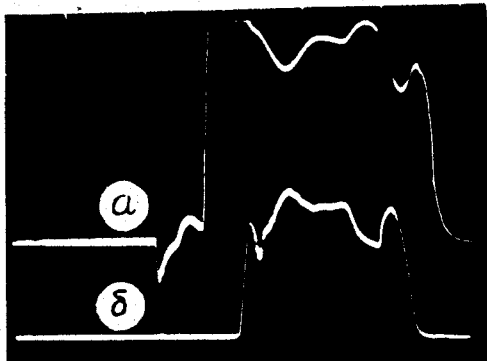


Рис. 11. Осциллограммы импульсов
 уровня в/ч поля (а) и сигнала с
 датчика спектра (б) при
 $U_{B/ч} = U_H + 1,2\% U_H$

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Д. Безногих, М.А. Воеводин. Способ измерения энергетического спектра периодически бунчированного пучка заряженных частиц. Заявка № 1401816/26-2.
2. В.А. Баталин и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1968, том 1, стр. 551.

Рукопись поступила в издательский отдел

14 июля 1970 года.