

Увеличение длительности импульсов пучков частиц синхроциклотрона ОИЯИ на 680 Мэв

В. И. Данилов, И. Б. Енчевич, Б. И. Замолодчиков, Э. А. Полферов,
Е. И. Розанов, В. И. Смирнов, В. Г. Тестов

В синхроциклотроне пiony ускоряются в сгустке, форма и размеры которого определяются радиально-фазовыми и бетатронными колебаниями. В результате взаимодействия такого сгустка с мишенью, установленной на конечном радиусе ускорения, или с магнитным полем системы вывода пучки вторичных частиц и выведенных протонов имеют вид импульсов (макροструктура пучков), которые в свою очередь состоят из микроимпульсов (микроструктура пучков). Для синхроциклотрона ОИЯИ длительность макроимпульсов пучков частиц (длительность импульса) составляет примерно 600 мксек, т. е. около 6% от периода модуляции. Однако при проведении на ускорителе некоторых экспериментов, в частности при работе со схемами совпадений, желательно иметь макроимпульсы пучков максимально возможной продолжительности при сохранении неизменной интенсивности. Устранение или сглаживание импульсной структуры пучков приводит к снижению загрузки аппаратуры, понижению плотности фонового излучения и, таким образом, к более эффективному использованию ускорителя. В опытах, направленных на исследование различных процессов распада и захвата пионов и мюонов (особенно процессов, идущих с низкими вероятностями), более равномерное распределение частиц во времени имеет принципиальное значение, так как открывает новые возможности для наблюдения редких событий. В этом отношении увеличение длительности макроимпульсов пучков очень важно.

В настоящее время для увеличения длительности импульсов пучка на синхроциклотронах используется несколько различных методов [1 — 7]. Минимальных потерь пучка при наибольшей длительности импульса удалось достичь, прикладывая частотно-модулированное ускоряющее напряжение к дополнительному электроду, действующему на конечных радиусах ускорения [3, 7]. Однако на синхроциклотроне ОИЯИ реализация этого метода затруднена.

В настоящей работе описывается еще один метод увеличения длительности импульса пучка, испытанный на синхроциклотроне ОИЯИ. С достаточной для анализа точностью длительность взаимодействия пучка протонов с мишенью, установленной на радиусе r_M и азимуте φ_M , при непрерывном спектре амплитуд радиальных колебаний можно определить из выра-

жения

$$T = \int_{r_M - \delta r}^{r_M} \frac{dr}{\dot{r}_s(t) + \dot{Q}_{в.м}(t)} \quad (1)$$

Здесь скорость расширения равновесной орбиты

$$\begin{aligned} \dot{r}_s &= \frac{r_s}{1-n} \cdot \frac{1}{E_s \beta_s^2} \cdot \frac{\omega_s}{2\pi} e_0 V_0 \sin \varphi_s = \\ &= \frac{r_s}{1-n} \cdot \frac{1}{K_s \beta_s^2 \omega_s} \cdot \frac{d\omega}{dt}; \end{aligned}$$

$\dot{Q}_{в.м}(t)$ — скорость смещения равновесной орбиты на азимуте φ_M за счет возбуждения первой гармоники магнитного поля;

$$n = -\frac{r}{H} \cdot \frac{\partial H}{\partial r}; K = 1 + \frac{n}{1-n} \cdot \frac{1}{\beta^2}; \beta = \frac{v}{c};$$

v , ω , E — скорость, частота обращения и полная энергия частицы соответственно; c — скорость света; H — напряженность магнитного поля; eV_0 — максимально возможное приращение энергии за оборот; индекс s характеризует равновесные величины;

$$\delta r = Q_6 + Q_c \quad \text{при} \quad \dot{Q}_{в.м} = 0;$$

$$\delta r = Q_6 + 2Q_c \quad \text{при} \quad \dot{r}_s = 0$$

(где Q_6 — максимальная амплитуда радиальных бетатронных колебаний; Q_c — максимальная амплитуда радиально-фазовых колебаний).

Из выражения (1) видно, что увеличивать длительность импульса практически можно, увеличивая интервал амплитуд радиальных колебаний и уменьшая скорость движения пучка по радиусу.

Необходимую для увеличения длительности импульса малую скорость движения пучка по радиусу можно получить за счет роста во времени вынужденных радиальных колебаний при $\dot{r}_s = 0$. Длительность импульса может быть увеличена до периода модуляции, если только механизм возбуждения вынужденных колеба-

ний не будет мешать процессу ускорения следующего сгустка частиц.

В синхроциклотроне ОИЯИ возбуждение вынужденных радиальных колебаний пучка на конечных радиусах осуществляется локальным переменным во времени возмущением магнитного поля ускорителя. Уравнение радиального движения в этом случае имеет вид

$$\frac{d^2 \varrho}{dt^2} + \omega^2 (1-n) \varrho = -R_0 \omega^2 h(\varphi, t). \quad (2)$$

Возмущение магнитного поля $h(\varphi, t)$ можно представить следующим образом:

$$h(\varphi, t) = h(\varphi) f(t).$$

Если функцию $h(\varphi)$ разложить в ряд Фурье

$$h(\varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} h_l \sin(l\varphi + \alpha_l)$$

и принять $f(t) = \sin \Omega t$, то вынужденную часть решения уравнения (2) можно записать в виде

$$\varrho = \frac{R_0}{2} \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ \frac{\cos \left[\left(l + \frac{\Omega}{\omega} \right) \varphi + \alpha_l \right]}{\left(l + \frac{\Omega}{\omega} \right)^2 - (1-n)} - \frac{\cos \left[\left(l - \frac{\Omega}{\omega} \right) \varphi + \alpha_l \right]}{\left(l - \frac{\Omega}{\omega} \right)^2 - (1-n)} \right\}. \quad (3)$$

Здесь Ω — частота возмущающего магнитного поля; R_0 — радиус равновесной орбиты.

Из выражения (3) следует, что существенной является только первая гармоника, и в первом приближении можно написать:

$$\begin{aligned} \varrho &= \frac{R_0 h_1}{2n} \sin \frac{\Omega}{\omega} \varphi \sin(\varphi + \alpha_1) = \\ &= \frac{R_0 h_1}{2n} \sin \Omega t \sin(\omega t + \alpha_1). \end{aligned} \quad (4)$$

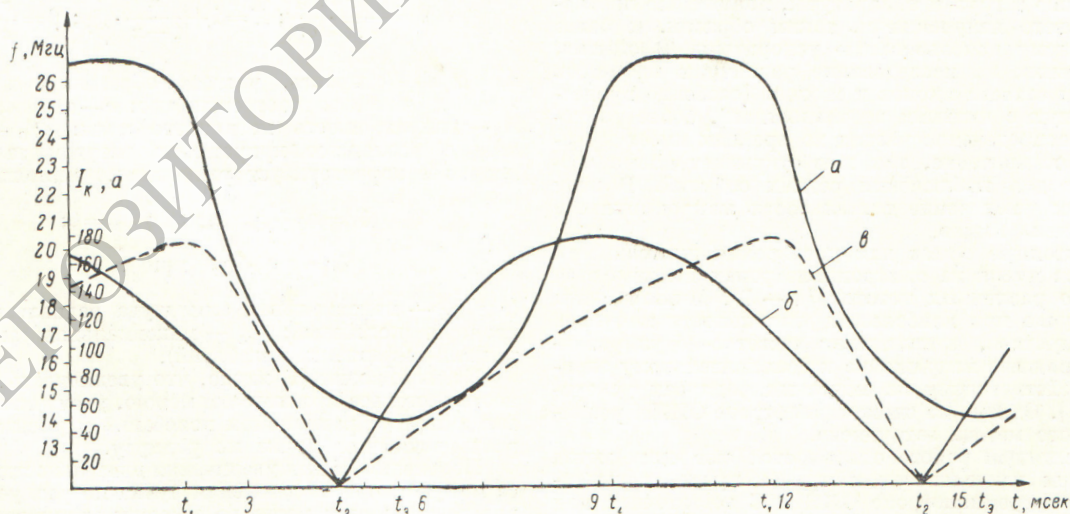


Рис. 2. Зависимость частоты ускоряющего напряжения (кривая *a*) и тока в катушках растяжки (кривые *б* и *в*) от времени:

t_1 — начало ускорения; t_2 — момент включения катушек растяжки; t_3 — конец ускорения; t_4 — окончание процесса растяжки пучка.

т. е. амплитуда вынужденных колебаний изменяется во времени в соответствии с изменением возмущающего магнитного поля.

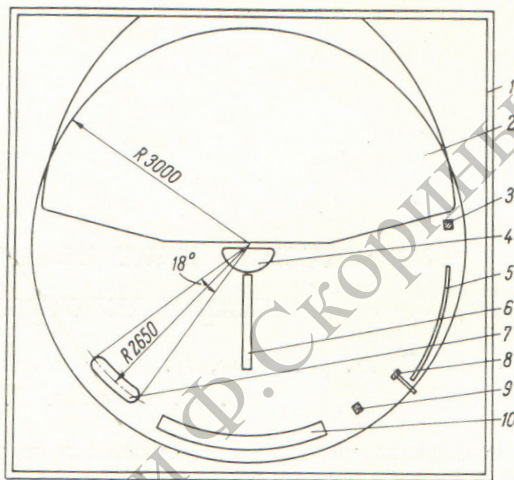


Рис. 1. Схема размещения узлов ускорительной камеры синхроциклотрона ОИЯИ:

1 — вакуумная камера; 2 — дуант; 3 — возбуждатель; 4 — фокусирующий электрод; 5 — магнитный канал; 6 — пробник для измерения тока пучка на малых радиусах; 7 — катушки растяжки пучка; 8 — нейтронная мишень; 9 — регенератор; 10 — диапазон изменения положений мезонной мишени.

Возмущающее магнитное поле в области конечных радиусов (255—275 см) создавалось двумя катушками (рис. 1, позиция 7), расположенными на азимуте мишени симметрично относительно средней плоскости. Азимутальная протяженность катушек 0,1 л. Возмущающее поле было однородно в области ~20 см по радиусу с точностью 10%. В этих условиях для получения

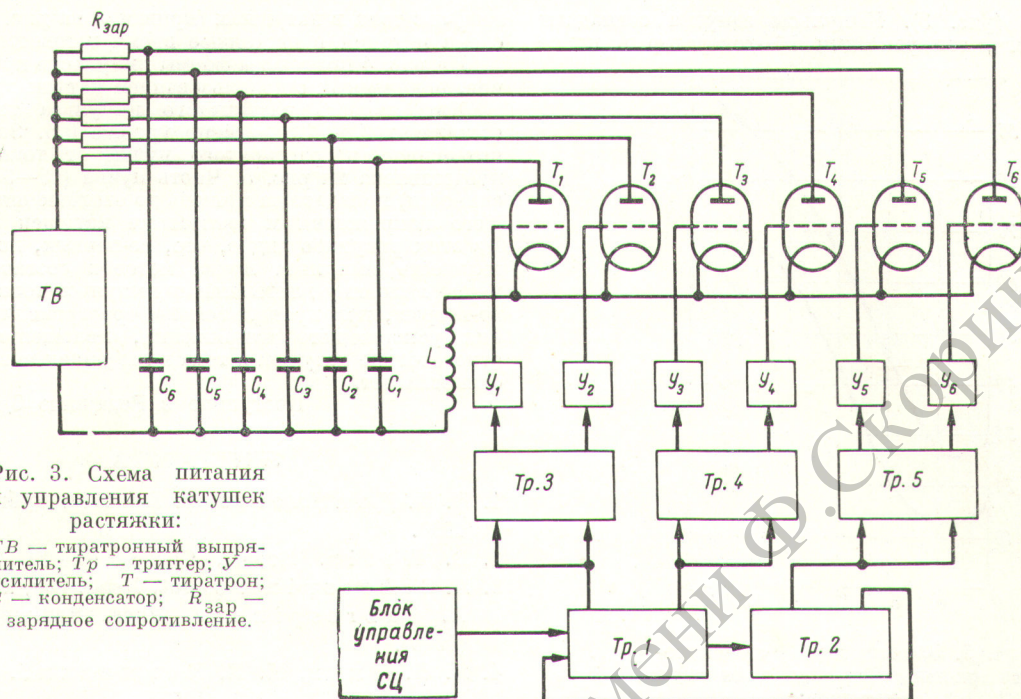


Рис. 3. Схема питания и управления катушек растяжки:

ТВ — тиратронный выпрямитель; Тр — триггер; У — усилитель; Т — тиратрон; С — конденсатор; $R_{зар}$ — зарядное сопротивление.

максимальной амплитуды вынужденных колебаний 10 см ($Q_B - Q_0 + 2Q_C$) требуется импульс поля с максимальной напряженностью 700 э.

Максимальная длительность пучка определяется из условия, что импульс разрядного тока не может быть больше периода модуляции и при синусоидальной форме импульса составляет около половины периода модуляции (рис. 2).

Катушки возбуждают разрядом конденсаторной батареи через управляемый клапан в каждом цикле

ускорения. Для повышения надежности работы блока питания катушек и уменьшения пикового значения зарядного тока используются шесть разрядных ячеек. Порядок работы ячеек задается блоком управления, в котором имеется два последовательно связанных триггера, пересчитывающие входные импульсы синхронизации на три и сдвигающие их на период модуляции. Пересчитанные импульсы подаются на вход трех триггеров, осуществляющих деление этих импульсов на два со сдвигом на три периода модуляции на каж-

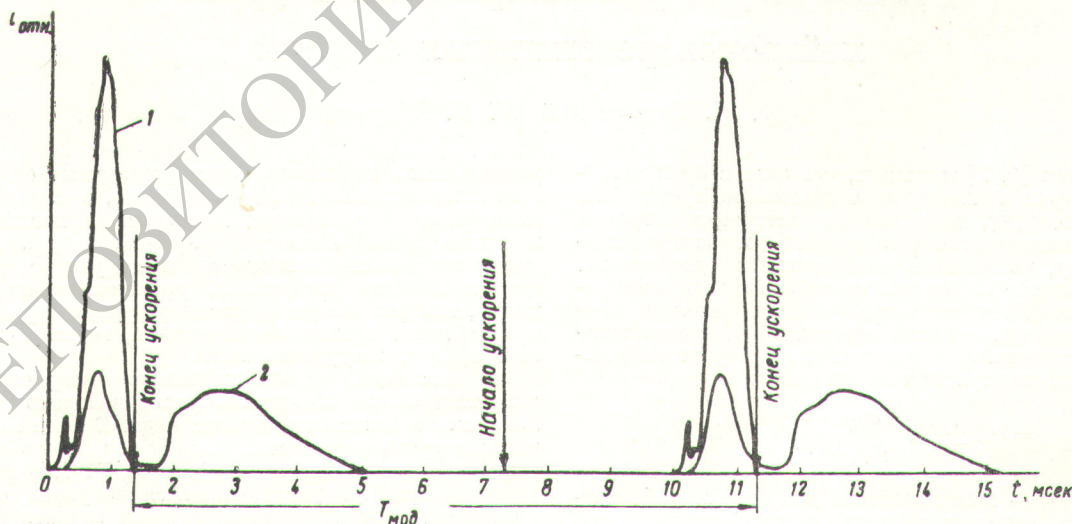


Рис. 4. Формы импульсов пучков синхrocиклотрона ОИЯИ:

1 — обычный режим; 2 — режим растяжки пучка.

дом выходе (рис. 3). Импульсы запуска совпадают с импульсами, запирающими ВЧ-генератор в конце

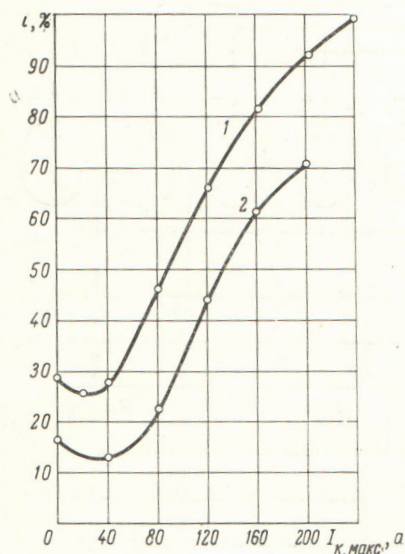


Рис. 5. Зависимость интенсивности растянутого пучка от тока катушек:

1 — частота модуляции 8 гц; 2 — частота модуляции 100 гц.

цикла ускорения. Для увеличения длительности импульса на величину, большую половины периода модуляции, необходимо использовать пилообразный

импульс тока в катушках (кривая e на рис. 2). Такая схема питания в настоящее время готовится.

На рис. 4 приведены формы импульсов пучков мезонов, полученных с использованием катушек и без них.

Длительность растянутого импульса тока пучка составляет 2,0—2,5 мсек по уровню 0,5. Зависимость интенсивности растянутого пучка от тока катушек представлена на рис. 5. Часть пучка (15—30% интенсивности) попадает на мишень до отключения ускоряющего напряжения и включения катушек растяжки. Из этих рисунков видно, что, во-первых, полная длительность импульса пучка мезонов составляет примерно половину длительности импульса тока катушек, во-вторых, при правильном выборе времени выключения ускоряющего напряжения, положения мишени относительно катушек и тока в катушках потеря интенсивности нет.

Поступило в Редакцию 6/II 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Данилов и др. Б-1-1543. Дубна, ОИЯИ, 1963.
2. B. Hedin. Report, CERN, 61—21 (1961).
3. A. Cabrespine. Compt. Rend. 250, 2224 (1960); A. Cabrespine. J. Phys. Radium, 21, 332 (1960).
4. А. Л. Миц, Н. К. Каминский. «Ж. техн. физ.», XXVII, 1337 (1957).
5. F. Russel. Nature, 190, 4773 (1961).
6. G. Huxtable, P. Rogers, F. Russel. Nucl. Instrum. and Methods, 23, 357 (1963).
7. E. H. Molthen. Nucl. Instrum. and Methods, 29, 29 (1964).

УДК.539.125.523 5

К вопросу о распространении в уране нейтронов резонансных энергий

Ю. Я. Ставиский, Л. Е. Шерман

В работах [1, 2] показано, что если в блок металлического урана впускать тепловые нейтроны или нейтроны деления, то вдали от источника и границ среды устанавливается так называемый асимптотический спектр, который не изменяется с расстоянием.

Установление асимптотичности обычно определяется по постоянству отношений сечений деления U^{235} и U^{238} , имеющих существенно различную энергетическую зависимость. Интегральные характеристики установившегося спектра при этом таковы:

$$\frac{\sigma_f(U^{235})}{\sigma_f(U^{238})} = 363 \pm 40; \quad \frac{\sigma_f(U^{235})}{\sigma_c(Au^{197})} = 3,92 \pm 0,21,$$

где $\sigma_c(Au^{197})$ — сечение захвата для золота. Эффективная энергия асимптотического спектра по отношению к радиационному захвату составляет ~ 150 кэв.

Однако если в урановый блок впускать широкий спектр нейтронов, содержащий значительную долю

резонансных, то спектр будет формироваться иначе. Как было отмечено И. И. Бондаренко, в слабо замедляющей среде с сильным резонансным поглощением в киловольтной области (например, в уране) нейтроны межрезонансных энергий могут распространяться на большие расстояния, практически не поглощаясь, так как потеря энергии при упругом рассеянии мала. Однако прямые эксперименты, подтверждающие этот эффект, затруднительны.

В настоящей работе изучалось распространение в металлическом обедненном уране нейтронов, замедлившихся в больших толщинах меди. В блок металлического урана нейтроны попадали из медного отражателя реактора на быстрых нейтронах БР-1. В процессе эксперимента на установившемся в уране спектре нейтронов были определены сечения захвата для нескольких элементов. Измерения проводились в полости уранового блока активационным методом и по пропусканию в сферической геометрии.