

18  
И88

783

2.3.



И.Б. Иссинский, К.П. Мызников

P - 783

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ  
ВНУТРЕННЕГО ПУЧКА СИНХРОФАЗОТРОНА  
С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ  $C^{12}(p, pn)C^{11}$

Д ТИЭ, 1962, №2, с 16-19.

И.Б. Иссинский, К.П. Мызников

P - 783

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ  
ВНУТРЕННЕГО ПУЧКА СИНХРОФАЗОТРОНА  
С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ  $C^{12}(p, pn)C^{11}$

Направлено в ПТЭ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

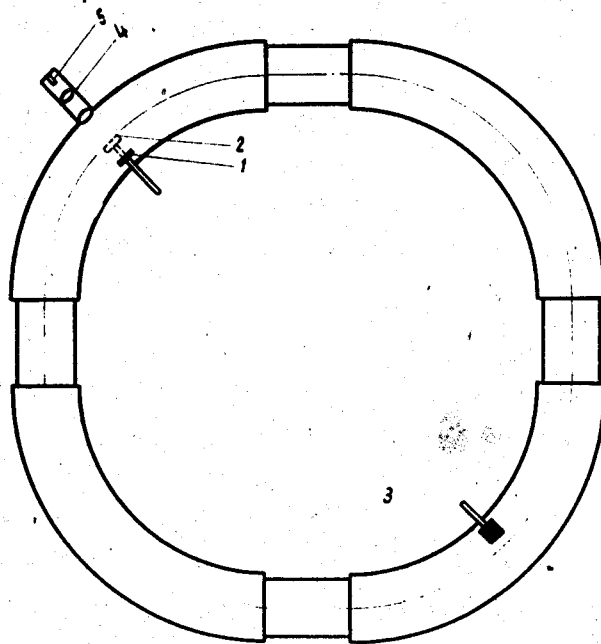
1185/2 Лр.

Реакцию образования радиоактивного  $C^{11}$  из  $C^{12}$  под действием протонов большой энергии удобно использовать для измерения интенсивности пучка протонов в синхрофазотроне на 10 Бэв. Образующийся радиоактивный изотоп  $C^{11}$ , излучающий позитроны с максимальной энергией 0,97 Мэв, имеет период полураспада, равный 20,4 мин. Порог реакции находится вблизи 20 Мэв, что позволяет исключить фон частиц малой энергии. Сечение реакции  $C^{12}/p,pn / C^{11}$  в настоящее время хорошо изучено в области энергий от пороговой до 8 Бэв /1/-/8/.

Метод измерения интенсивности внутреннего пучка в синхрофазотроне заключался в следующем. Образец из пластического сцинтиллятора на основе полистирола помещался внутрь камеры ускорителя. В момент времени, когда пучок достигал энергии, при которой требовалось произвести измерение интенсивности, ускорение прекращалось, и частицы направлялись на облучаемый образец. Если измеряемая интенсивность была мала, то облучение производилось многократно. Затем активированный образец извлекался из вакуумной камеры и с помощью сцинтилляционного счетчика измерялась кривая распада наведенной активности. Число частиц, попавших на образец, определялось с учетом известной величины сечения реакции  $C^{12}/p,pn / C^{11}$  и экспериментально определенного числа ядер  $C^{11}$ , образовавшихся к концу облучения.

### 1. Активация образца внутри ускорителя

Одно из важнейших требований, которое обуславливает точность измерения интенсивности внутреннего пучка, состоит в необходимости обеспечить однократное прохождения каждой частицей облучаемого образца. Это требование легче выполнить, помещая облучаемый образец со стороны внутреннего края рабочей области ускорителя. На рис. 1 показана схема расположения устройств при облучении. Образец до облучения находился вне рабочей области и не препятствовал процессу ускорения. За 50 мсек до окончания ускорения образец с помощью пневматического привода вводился в рабочую область. После выключения ускоряющего напряжения пучок частиц сворачивался в растущем магнитном поле к внутреннему краю рабочей об-



Р и с. 1.

Расположение устройств при активации образца в камере ускорителя.

- 1- активируемый образец в нерабочем положении,
- 2- активируемый образец в рабочем положении,
- 3- поглотитель,
- 4- оптическая система,
- 5- фотоумножитель.

ласти и попадал на образец. Толщина образца выбиралась такой, чтобы потеря энергии протона в нем при единичном прохождении привела к резкому уменьшению радиуса мгновенной равновесной орбиты и вызвала потерю этой частицы на внутренней стенке вакуумной камеры. Однако выбор большей толщины облучаемого образца является нежелательным, т.к. это может привести к образованию в его толще вторичных частиц, которые способны вызвать реакции типа  $C^{12}/x, xp / C^{11}$ , что ухудшает точность измерений. Поэтому в камере ускорителя у внутреннего края рабочей области был установлен латунный поглотитель размерами 25 см по высоте и 10 см в направлении пучка. Это дало возможность обеспечить однократное прохождение облучаемого образца при меньшей его толщине, т.к. дос-

точно было забросить частицу на поглотитель, чтобы она потерялась на стенке камеры.

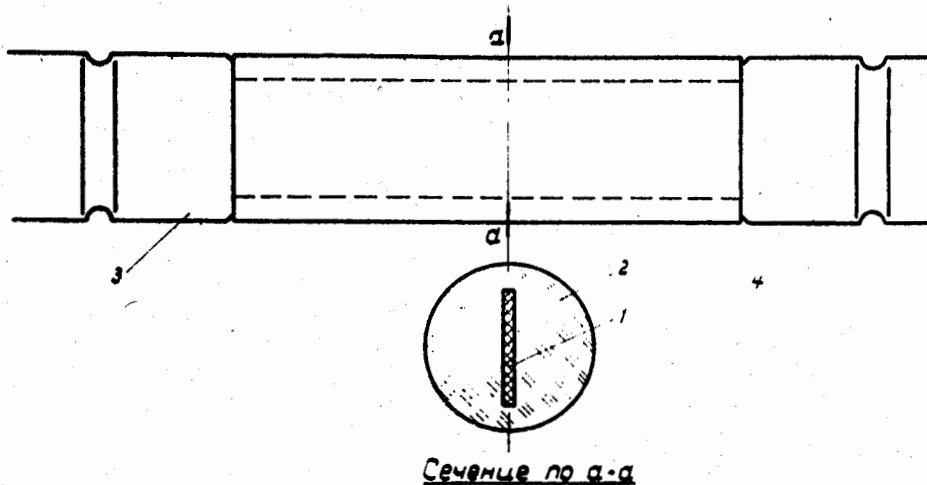
Размеры образца в вертикальном направлении и в направлении радиуса брались такими, чтобы ускоренный пучок полностью высаживался на образец. Для выбора необходимых размеров предварительно, при каждом значении энергии, облучалась фотоэмульсия и определялась площадь, бомбардируемая пучком.

Точность измерений может быть ухудшена за счет фона частиц малой энергии, выпавших из ускорения. Основная потеря частиц в синхрофазотроне происходит в начальный период ускорения. Выпавшие частицы сворачивались к внутреннему краю рабочей области и попадали на расположенный там поглотитель. Облучаемый образец в нерабочем положении был расположен на меньшем радиусе чем поглотитель и удален от него в направлении азимута /см. рис. 1/. Этим исключалось попадание на образец фоновых частиц, которые, пройдя поглотитель, забрасывались на стенку вакуумной камеры. Во время активации контроль за попаданием фона на образец производился с помощью фотоумножителя. Световой сигнал, возникавший при прохождении фоновой частицы через образец, передавался с помощью оптической системы на катод фотоумножителя, импульс с которого подавался на осциллограф <sup>/8/</sup>.

Выключение ускоряющего электрического поля производилось импульсом, точно связанным с заданным значением магнитного поля. Это позволило определять энергию, при которой производилось измерение, с точностью до 2%.

## 2. Измерение $\beta$ -активности

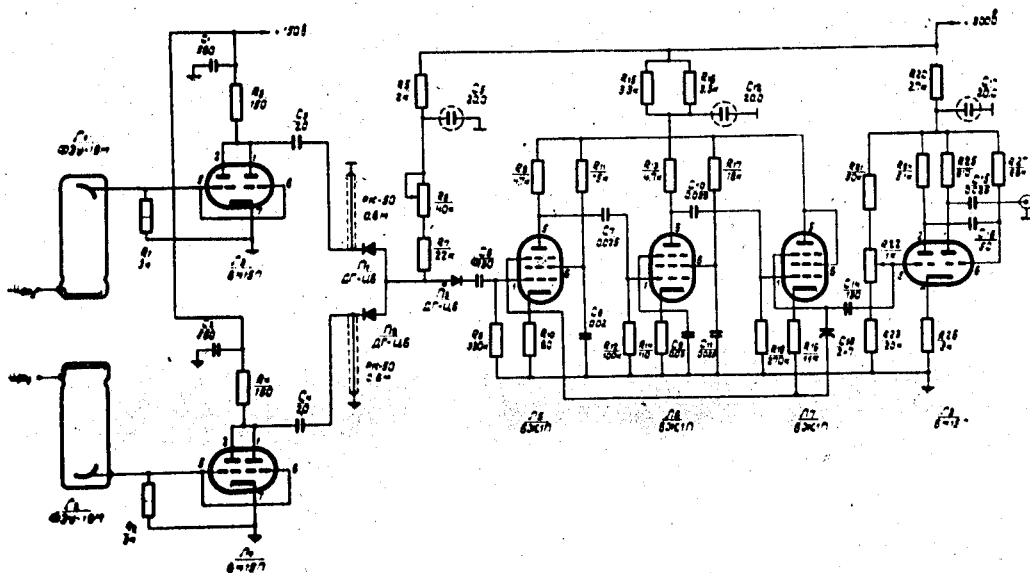
Счет наведенной  $\beta$  -активности производился с помощью сцинтилляционного счетчика. Схема счетчика изображена на рис. 2. Активированный образец помещался в цилиндрический "пенал" из пластического сцинтиллятора. "Пенал" имел прорезь в направлении оси, размер которой был точно равен размеру облученного образца. Поверхность образца и поверхность "пенала" были тщательно отполированы, поэтому последний представлял



Р и с. 2.

Схема счетчика для измерения  $\beta$ -активности. 1- активированный образец; 2- "пенал" из сцинтилляционного материала; 3,4 - фотоумножители.

собою световод, торцевые поверхности которого находились в оптическом контакте с двумя фотоумножителями. "Пенал" и фотоумножители помещались в светонепроницаемый контейнер. Поскольку толщина стенок "пенала" превышала максимальный пробег  $\beta$ -частиц, такой счетчик давал возможность регистрировать  $\beta$ -частицы, образованные как в толще активированного образца, так и вышедшие из его толщи и с поверхности. Электрическая схема, примененная при регистрации  $\beta$ -активности, показана на рис. 3. Распределение импульсов по амплитудам на выходе фотоумножителя соответствует  $\beta$ -спектру. Чтобы обеспечить эффективную регистрацию импульсов с малой амплитудой с помощью ламп Л<sub>3</sub> и Л<sub>4</sub> амплитуда сигналов ограничивалась. Т.к. при этом возрастает число регистрируемых шумовых импульсов, фотоумножители были включены в схему совпадений, собранную на кристаллических диодах. Для уменьшения разрешающего времени на входе этой схемы производилось формирование импульсов с помощью закороченных коаксиальных кабелей РК-50 длиной 0,6 м. После отбора совпадений сигнал усиливался и подавался на вход дискриминатора, а затем на вход стандартной пересчетной схемы типа ПС-10000 с разрешающим временем 1 мксек. Порог дискриминации выбирался таким, чтобы считались только двойные совпадения.



Р и с. 3.

### Электрическая схема включения фотоумножителей

Питание фотоумножителя производилось от выпрямителя, напряжение которого было сбилизовано с точностью до 0,1%.

Калибровка описанного счетчика производилась с помощью стандартного источника  $Co^{60}$ . Измерения показали, что эффективность регистрации счетчика по отношению к  $\beta$ -частицам близка к 100%.

### 3. Обработка результатов измерений

Экспериментально измерялась кривая распада наведенной активности. По значению активности  $a(t)$ , измеренной спустя время  $t$  после облучения, определялось количество образованных к концу облучения атомов  $C^{11}$

$$N_m = a(t) / \lambda e^{-\lambda t},$$

где  $\lambda$  — постоянная распада. Если облучение производилось единичным импульсом, то число частиц, попавших на мишень в импульсе, определялось как

$$P = \frac{N_m}{\sigma \cdot n}.$$

Здесь  $n$  - число атомов углерода на  $\text{см}^2$  в облучаемом образце, а  $\sigma$  - сечение, значение которого бралось из оригинальных работ /1/-/8/. Если облучение производилось  $m$  импульсами, то, исходя из значения  $N_m$ , можно определить среднее число частиц в импульсе

$$\bar{p} = \frac{N_m(e^{-\lambda\tau} - 1)}{\sigma \cdot n (e^{-m\lambda\tau} - 1)} \quad /2/$$

Здесь  $\tau$  - временной интервал между соседними импульсами. Чтобы при этом избежать большой ошибки за счет колебания интенсивности пучка в синхрофазотроне от импульса к импульсу, процесс облучения контролировался с помощью фотоумножителя. Серии, в которых наблюдались заметные колебания интенсивности, отбраковывались.

Кривые распада снимались обычно спустя 8 - 10 мин. после окончания облучения. Они обнаруживали только  $\text{C}^{11}$  с периодом полураспада 20,4 мин. Период измерения разбивался на несколько интервалов длительностью по 1 мин., в каждом из которых регистрировалось число совпадений  $n(t)$ . По окончании серии измерений активированный образец извлекался из счетчика, на его место в "пенал" ставился такой же, но не активированный, образец, и измерялась скорость счета фона  $n_{\text{ф}}$ . Исходя из значения активности  $a(t) = n(t) - n_{\text{ф}}$ , для каждого интервала вычислялось  $N_m$  - количество ядер  $\text{C}^{11}$ , образованных к концу облучения. По результатам отдельных измерений определялось среднее значение величины  $N_m$ . Среднеквадратичная статистическая ошибка среднего вычислялась из среднеквадратичных статистических ошибок отдельных измерений. Т.к. в большинстве измерений активность облученного образца не превышала  $10^4$  распадов в минуту поправки на разрешающее время были пренебрежимо малы. Статистическая ошибка измерений среднего значения величины  $N_m$  была около 1%. При определении интенсивности протонов в импульсе по формулам /1/ и /2/ учитывалась также ошибка в определении  $\sigma$ , которая обычно составляет не менее 3÷5%.

Наибольшую погрешность измерений могут дать систематические ошибки, обусловленные многократным прохождением протонов через образец во время облучения, и ошибки за счет попадания на образец фоновых частиц,



которые могут привести к образованию ядер  $C^{11}$ . Как отмечалось выше, однократность прохождения частицей облучаемого образца достигалась путем выбора его толщины, при которой после единичного прохождения протон забрасывался на стенку вакуумной камеры или на латунный поглотитель. Сопоставление с контрольными замерами, произведенными методом интегрирования заряда /10/, показало, что при малых энергиях частиц это требование хорошо выполнялось при толщине  $1 \div 2$  мм. Однако при энергиях свыше 500 Мэв толщину образца приходилось увеличивать до  $2 \div 3$  см, что приводило к дополнительной ошибке за счет образования вторичных частиц в его толще. Вклад этой ошибки увеличивается с ростом энергии, и при больших энергиях она может составлять более 10%. Попадание фоновых частиц /ненаправленного фона и выпавших из ускорения протонов/ на образец во время облучения при расположении латунного поглотителя у внутреннего края рабочей области является незначительным. К такому заключению мы пришли на основании наблюдения за облучением с помощью фотоумножителя. Кроме того, контрольные измерения с помощью фотоэмульсий, в которых производился счет протонов, совпадающих по направлению с ускоренным пучком, показали хорошее согласие с результатами наших измерений.

#### 4. Применение метода

Описанный метод применялся в 1958-59 г.г. при запуске синхрофазотрона на 10 Бэв. для измерения низких уровней интенсивности ускоренного пучка порядка  $10^5 \div 10^6$  протонов в импульсе. После увеличения интенсивности до  $10^8 \div 10^9$  частиц в импульсе стало возможным производить активацию одиночным импульсом и уменьшить толщину активируемого образца до минимума, определяемого условиями однократного прохождения. Это привело к повышению точности измерений за счет уменьшения систематических ошибок.

С помощью описанного метода производилась калибровка сигнала с индукционных электродов, пропорционального интенсивности циркулирующего пучка в синхрофазотроне. Другим важным применением метода явилась калибровка сцинтилляционных мишеней, расположенных внутри ускорителя, ко-

торая позволила определять число частиц, попавших на мишень, не прибегая каждый раз к непосредственным измерениям. Для этой цели при активации образца снималась калибровочная кривая путем сопоставления величины сигнала от фотоумножителя /рис. 1/ с измеренным числом частиц. Пользуясь этой кривой, можно определить интенсивность частиц, попавших на сцинтилляционную мишень, изготовленную из того же материала и расположенную в тех же геометрических условиях по отношению к фотоумножителю, что и активированный образец.

В заключение пользуемся случаем принести благодарность академику В.И. Векслеру и Л.П. Зиновьеву за полезные обсуждения, а также В.Н. Булдаковскому и А.И. Крюкову, принимавшим участие в наладке аппаратуры и проведении измерений.

#### Л и т е р а т у р а

1. R.Aamont, V.Peterson, R.Phillips, Phys.Rev. 88, 739 (1952).
2. A.Rosenfeld, R.Swanson, S.Warshaw, Phys.Rev. 103, 413 (1956).
3. R.Wolfgang, G.Friedlander, Phys.Rev. 96, 190 (1954).
4. Ю.Д. Прокошкин и А.А. Тяпкин. ЖЭТФ, 32, 177 1957.
5. W.Burcham, J.Symonds, J.Young, Proc. Phys.Soc. A 68, 1001 (1955).
6. J.Symonds, J.Warren, J.Young, Proc.Phys.Soc. A 70, 824 (1957).
7. J.Gumming, G.Friedlander, C.Swartz, Phys. Rev. 111, 1386 (1958).
8. N.Horwitz, J.Murray, Phys.Rev. 117, 1361 (1960).
9. Л.П. Зиновьев, И.Б.Иссинский, К.П. Мызников. Препринт 557, Дубна 1960 г.
10. Л.П. Зиновьев, И.Б. Иссинский, К.П. Мызников. Препринт 558, Дубна 1960 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июля 1961 года.