

Магнитное поле секторного циклотрона на 300 кэв с внешней инжекцией

В. А. Гладышев, Л. Н. Кацауров, А. Н. Кузнецов,
Е. М. Мороз, Л. П. Нечаева

В статье приведены данные о магнитном поле секторного циклотрона с разрезным магнитом, рассчитанного на ускорение дейтронов до энергии 300 кэв. Секторы циклотрона смещены от центра магнита по радиусу, а в центре размещен круглый цилиндрический сердечник. Требуемое поле получено путем экспериментального подбора параметров магнита.

Измерение поля производилось с помощью перемещающейся скачками катушки, включенной в цепь баллистического гальванометра. Катушка, проходя через контрольные точки в секторах, перемещалась по азимуту через 2° и по радиусу через 1 см. В контрольных точках поле измерялось методом ядерного резонанса.

Фокусирующие свойства поля изохронного циклотрона зависят от глубины азимутальной вариации и определяются величинами частот бетатронных колебаний. Глубина азимутальной вариации характеризуется «флаттером», определяемым как $F = \frac{\langle B^2 \rangle - \langle B \rangle^2}{\langle B \rangle^2}$.

В данном циклотроне при изменении радиуса от 10 до 30 см величина флаттера плавно растет от 0,2 до 0,45. Величины амплитуд первой и второй гармоник поля, характеризующих отклонение магнитного поля от симметрии, примерно на порядок меньше амплитуд, вызывающих радиальную неустойчивость.

Уравнения движения интегрировались на электронно-вычислительной машине, причем измеренное поле циклотрона задавалось в виде таблиц. Это позволило получить полные сведения о поведении частиц и параметрах орбит в реальном поле.

В работе построены равновесные орбиты для различных энергий и вычислено среднее магнитное поле вдоль равновесных орбит. Отличие полученного поля от изохронного незначительно, и сдвиг фазы при

ускорении от 40 до 300 кэв составляет 6° при приросте энергии 10 кэв на оборот. Свойства орбит особенно наглядно проявляются на так называемых фазовых эллипсах, замыкающихся через N оборотов; причем число N связано с частотой бетатронных колебаний Q_r и Q_z соотношениями

$$N_r = (Q_r - 1)^{-1} \quad \text{и} \quad N_z = (Q_z - 1)^{-1}.$$

Построение эллипсов для различных энергий при разных амплитудах бетатронных колебаний позволило установить, что максимально допустимая амплитуда радиальных колебаний, составляющая для 50 кэв 3 см, с увеличением энергии растет и при энергиях свыше 100 кэв достигает 5–6 см. Значения частот бетатронных колебаний, вычисленные на машине по фазовым эллипсам, указывают на достаточно эффективную фокусировку во всем интервале энергий.

Значения частот бетатронных колебаний, вычисленные на машине, сравнивались со значениями частот, рассчитанными в предположении круговых орбит. Это сравнение показало, что значения частот, вычисленные по формуле «гладкого приближения», по формулам, использующим гармонический анализ поля, и формулам, выведенным в предположении ступенчатого поля, отличаются от результатов расчета на машине на 5–7%.

Анализ магнитного поля показывает, что конструкция циклотрона с разрезным магнитом позволяет легко получить изохронное поле с большой глубиной азимутальной вариации, которая обеспечивает хорошую фокусировку на всех орбитах.

№ 43/3323

Статья поступила в Редакцию
29/V 1965 г. аннотация — 24/VII 1965 г.

УДК 543.52

Повышение чувствительности α -сцинтилляционных камер

Л. В. Горбушина, В. Г. Тыминский

Применяемые в настоящее время для измерения α -излучения стандартные α -сцинтилляционные камеры имеют форму цилиндра объемом 350–2000 см³. Чувствительность приборов даже при максимальном объеме камер не превышает $3,7 \cdot 10^{-13}$ кюри/имп/мин, что недостаточно для эманационных измерений при дозиметрических работах и при эманационных определениях содержания радиоактивных элементов в воде.

В статье приведены результаты работ, целью которых было несколько улучшить чувствительность приборов с α -сцинтилляционными камерами за счет повы-

шения коэффициента использования α -излучения и уменьшения камер оптимальных размеров.

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента использования α -излучения (K , %) от объема сцинтилляционной камеры (v , см³). Кривая 1 построена по опубликованным данным опытных определений коэффициентов использования в камерах различных объемов [1, 2], а кривая 2 — по приближенной формуле $K = \frac{3,9}{\sqrt{v}} \cdot 100\%$, удобной для приближенной

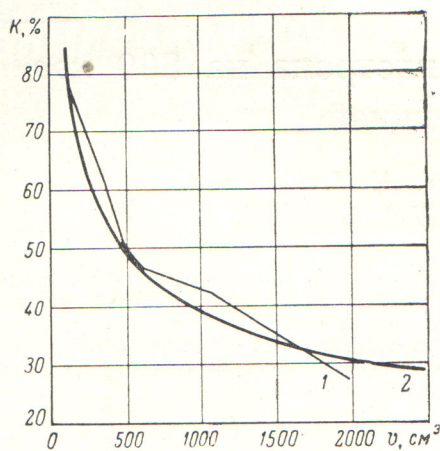


Рис. 1. Зависимость коэффициента использования α -излучения от объема сцинтилляционной камеры: 1 — эксперимент; 2 — расчет.

оценки коэффициента использования α -сцинтилляционных камер различных размеров, у которых высота

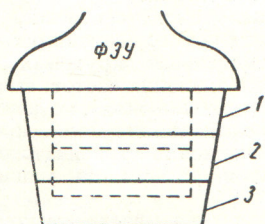


Рис. 2. Схематическое изображение камеры: 1 — зона 1; 2 — зона 2; 3 — зона 3; — — — коническая камера; — — — стандартная камера.

и диаметр примерно равны. В таблице приведены данные опытных измерений, по которым можно судить, что коэффициент использования α -излучения различен

Данные измерений активности

Рабочая поверхность	Размер чувствительной поверхности		Измеренная активность, % от суммарной активности	
	см ²	% от общей поверхности	без поля	с электростатическим полем
Дно	88,2	21	35	56
Стенка:				
зона 1 . . .	106,1	25	27	17
зона 2 . . .	112,0	26	22	14
зона 3 . . .	118,2	28	16	13

для отдельных участков чувствительной поверхности камер (рис. 2).

Наибольший коэффициент использования излучения — на дне камеры, причем он резко возрастает при подаче на этот участок отрицательного напряжения.

При использовании α -сцинтилляционных камер для измерений по торону (в проходящей струе) оптимальное значение напряжения равно -400 в. Скорость счета от контрольного препарата при этом возрастает с 450 до 535 *имп/мин*. Таким образом, коэффициент использования излучения в камере увеличивается на 19%.

№ 41/3232

Статья поступила в Редакцию 1/III 1965 г., аннотация — 22/IV 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Шапкин. Методы анализа естественных радиоактивных элементов. М., Госатомиздат, 1961.
2. Е. И. Железнова, А. А. Попова. «Бюллетень научно-технической информации ОНТИ (Госгеолтехиздат)», № 6 (50), 70 (1963).

УДК 539.121.73:539.122

Некоторые методы снижения потоков проникающего вторичного γ -излучения

Д. Л. Бродер, А. П. Кондрашов, А. В. Кудрявцева

При радиационном захвате нейтронов материалами экранов, корпуса и биологической защиты реакторов возникает вторичное γ -излучение, вносящее существенный вклад в величину результирующей мощности дозы за защитой. Наибольшая доля захватных γ -квантов, определяющая потоки радиации, образуется в непосредственной близости от активной зоны.

В настоящей работе рассматриваются некоторые экспериментальные сборки, имитирующие экраны и корпус реактора и состоящие как из чередующихся слоев стали и водородсодержащего вещества, так и из сплошных монолитов. Изучался выход захватного γ -излучения из таких композиций, а также методы подавления излучения.

Весьма эффективный метод снижения потоков проникающего вторичного γ -излучения из экранов и корпусов реакторов — уменьшение потоков тепловых и надтепловых нейтронов, возвращающихся из легких компонентов биологической защиты. Это уменьшение можно осуществить двумя путями: 1) добавлением в материалы тепловой защиты реактора сильно поглощающего нейтроны вещества, не дающего высокоэнергетического вторичного γ -излучения (например, карбид бора); 2) помещением слоя этого вещества между корпусом и водородсодержащим компонентом биологической защиты.

Были произведены расчеты и измерения снижения потоков γ -квантов с энергией $E > 6$ Мэв, образующихся