

ГРАНИЦА ОСВОБОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В БЕТАТРОНЕ С ПОЛЮСАМИ ГРЕБНЕВОГО ТИПА

Т.С. Иванилова, В.В. Кашковский

Томский политехнический университет

E-mail: ivanila1@yandex.ru

Определена граница освобождения электронного пучка в бетатроне с полюсами гребневого типа. Показано, что в момент вывода пучка освобождение электронов из-под действия фокусирующих сил электромагнитного поля происходит на границе гребня и впадины полюсов бетатрона. Частицы пучка в процессе вывода группируются на азимутах, расположенных вблизи боковых граней гребней полюсов. Результаты исследований могут найти применение на практике при разработке систем формирования и вывода электронного пучка бетатрона.

Введение

Несмотря на достаточно большой срок успешного использования бетатрона с азимутальной вариацией поля и выводом электронного пучка в практических целях, процесс формирования электронного пучка в момент вывода до сих пор является слабоизученным [1–4].

Исследование динамики электронного пучка в начале процесса вывода выявило, что электроны пересекают орбиту освобождения на азимутах, совпадающих с расположением боковых поверхностей гребней полюсов бетатрона. Частицы в момент пересечения орбиты освобождения группируются на азимутах, определяемых положением гребней полюсов. При этом азимутальное распределение электронного пучка на орбите освобождения имеет дискретный характер.

Орбита освобождения частиц из-под действия фокусирующих сил в бетатроне с азимутально-симметричным полем, определяется магнитной жесткостью и представляет собой круговую орбиту [1, 4], а положение границ освобождения в бетатроне с полюсами гребневого типа до сих пор не было известно.

В данной работе определены границы освобождения электронного пучка в поле бетатрона с азимутальной вариацией поля.

Границы освобождения

Границу освобождения электронов из-под действия фокусирующих сил поля бетатрона можно получить из системы дифференциальных уравнений движения [1]. Ограничиваясь рассмотрением динамики движения электронов в плоскости равновесной орбиты ускорителя, в цилиндрической системе координат при $z=0$ получим:

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{d\varphi} + 1 &= \frac{1}{r_0 B_0} \frac{r \cdot B_z}{\sin \alpha}, \\ \frac{dr}{d\varphi} &= \frac{r \cdot \cos \alpha}{\sin \alpha}, \end{aligned} \quad (1)$$

где B_0 – величина магнитной индукции на равновесной орбите радиусом r_0 ; B_z – вертикальная компонента индукции на радиусе r ; φ – азимутальная координата; α – угол между направлением проек-

ции скорости электрона на плоскость равновесной орбиты и направлением радиус-вектора r .

Исключая азимутальную координату в системе уравнений (1) получаем выражение, описывающее закон сохранения обобщенного момента импульса в магнитном поле

$$-\frac{d}{dr} \sin \alpha = \frac{1}{r} \sin \alpha - \frac{1}{r_0} \frac{B_z}{B_0}. \quad (2)$$

Условия колебаний частиц выводимого пучка около равновесной орбиты таковы, что радиальные границы колебаний определяются величиной относительной азимутальной составляющей скорости $\sin \alpha(r)=1$, что соответствует движению по окружностям с углом α равным $\pi/2$. Таким образом, для равновесной орбиты радиусом r_0 и орбиты освобождения радиусом r_k справедливы следующие соотношения [1]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \sin \alpha &= 0; \\ \sin \alpha &= 1. \end{aligned} \quad (3)$$

В результате из выражения (2) с учетом условий (3) получим

$$r_0 \cdot B_0 = r_k \cdot B_z(r_k), \quad (4)$$

т. е. орбита освобождения частиц r_k определяется магнитной жесткостью поля.

Вертикальная компонента индукции B_z магнитного поля бетатрона с полюсами гребневой конструкции [2, 4] в плоскости равновесной орбиты определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} B_z(r, \varphi) &= p \cdot B_0 + r_0 B_0 \cdot k_1 [a_1 J_0(k_1 r) + b_1 N_0(k_1 r)] + \\ &+ \delta \cdot r_0 B_0 \{k_2 [a_2 J_\nu(k_2 r) + b_2 N_\nu(k_2 r)] - \\ &- (2\nu / r) [a_2 J_{\nu+1}(k_2 r) + b_2 N_{\nu+1}(k_2 r)]\} \cos(\nu \varphi). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $J_0(k_1 r)$, $N_0(k_1 r)$ – функции Бесселя и Неймана нулевого порядка, а $J_\nu(k_2 r)$, $N_\nu(k_2 r)$, $J_{\nu+1}(k_2 r)$, $N_{\nu+1}(k_2 r)$ – функции Бесселя и Неймана порядка ν и $(\nu+1)$; p – постоянная составляющая вертикальной компоненты магнитной индукции [3]; ν – число пар гребней; δ – величина вариации поля; a_1 , b_1 , a_2 , b_2 – амплитуды; k_1 и k_2 – параметры разделения [2, 4].

Обычно на практике для бетатронов с азимутальной вариацией поля находят усредненное по

азимуту экспериментальное распределение вертикальной составляющей индукции магнитного поля по радиусу в медианной плоскости ускорителя $z=0$, а радиальную составляющую определяют посредством уравнений Максвелла. Поэтому можно представить обе компоненты индукции в виде двух функций, одна из которых экспериментально измеренная будет зависеть от радиуса r , а другая — от вертикальной координаты z . В таком случае в уравнении (5) теоретическое распределение азимутально-однородной части индукции магнитного поля можно заменить экспериментальным распределением вертикальной составляющей поля по радиусу $B_z(r)$, снятым в плоскости $z=0$.

Таблица. Расчетные характеристики бетатронов с азимутальной вариацией поля

Бетатрон	МИБ-6	МИБ-1
Максимальная энергия ускоренных электронов, МэВ	6	1
Число пар гребней	6	4
Радиус равновесной орбиты r_0 , см	6	5,2
Показатель спада магнитного поля n	0,667	0,67
Величина вариации поля	0,21	0,14
Радиус орбиты освобождения, определенный по азимутально-симметричной части поля r_k , см	8,95	7,72

Определение границ освобождения электронного пучка в камере бетатрона с азимутальной вариацией поля проводили на основе численного метода нахождения корней. При этом в правую часть уравнения (4) подставляли либо теоретическое распределение магнитной индукции поля (5), либо это же распределение, но азимутально-однородная часть которого подправлена на экспериментально снятое усредненное по азимуту распределение индукции. При проведении вычислений для сравнения дополнительно определяли границы освобождения по азимутально-симметричным частям полей ускорителей (круговые орбиты радиусами r_k).

Все расчеты были проведены для малогабаритных бетатронов с 6-ти гребневыми полюсами, типа МИБ-6 и 4-х гребневыми полюсами, типа МИБ-1, характеристики которых, приведены в таблице.

Результаты

Расчетные распределения границ освобождения электронов из-под действия фокусирующих поля в камере бетатронов с азимутальной вариацией поля, в случае теоретического описания вертикальной индукции магнитных полей, приведены на рис. 1.

Из рисунка видно, что положение границ освобождения частиц в ускорительной камере бетатрона с радиально-гребневыми полюсами отличается от определенного по азимутально-симметричной части суммарного поля ускорителя. Если в бетатроне с азимутально-однородным полем, граница освобождения представляет собой круговую орбиту, то в бетатроне с азимутальной вариацией поля, граница

освобождения есть граница между впадиной и гребнем полюсов. Граница освобождения, определенная по азимутально-симметричной части суммарного поля ускорителя, представляет круговую орбиту с радиусом r_k , равным 8,95 см для бетатрона МИБ-6, и $r_k=7,72$ см для бетатрона МИБ-1.

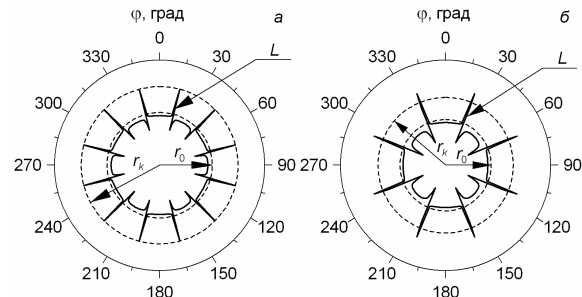


Рис. 1. Граница освобождения для бетатронов типа: а) МИБ-6; б) МИБ-1; L – граница освобождения

На рис. 2, а, показано положение границы освобождения в бетатроне типа МИБ-6, азимутально-симметричная часть магнитного поля которого в медианной плоскости ускорителя описана с помощью экспериментально снятого усредненного по азимуту распределения, а на рис. 2, б, показано положение границы освобождения в бетатроне типа МИБ-1. Частицы в момент вывода освобождаются из-под действия фокусирующих сил поля на границе впадины и гребня полюсов бетатрона. Таким образом, в начале процесса вывода происходит группировка частиц на азимутах, коррелированных с положением гребней полюсов бетатрона.

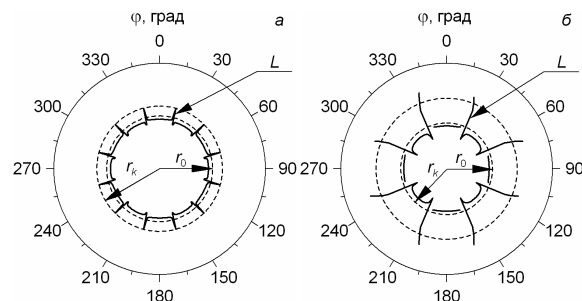


Рис. 2. Граница освобождения для бетатронов типа: а) МИБ-6; б) МИБ-1

Выводы

В результате проведенных расчетов определены границы освобождения электронного пучка в бетатроне с азимутальной вариацией поля. Выявлено, что границы освобождения представляют собой границу между впадиной и гребнем полюсов бетатрона, в отличие от границ освобождения электронов из-под действия фокусирующих сил поля в бетатроне с азимутально-однородным полем.

Полученные результаты могут найти применение на практике при разработке и настройке устройств формирования и вывода электронного пучка из бетатрона с азимутальной вариацией поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кашковский В.В. Упрощенные уравнения для исследования динамики заряженных частиц в магнитных полях // Известия вузов. Физика. – 1998. – Т. 41. – № 3. – С. 29–35
2. Кашковский В.В. Параметры электронного пучка в бетатроне с полюсами радиально-гребневого типа // Известия вузов. Физика. – 2005. – Т. 48. – № 10. – С. 27–34.
3. Кашковский В.В. Динамика электронного пучка в асимметричном магнитном поле бетатрона // Известия вузов. Физика. – 2004. – Т. 47. – № 12. – С. 42–46.
4. Кашковский В.В. Динамика и параметры электронных пучков бетатронов. – Томск: Изд-во НТЛ, 2006. – 196 с.

Поступила 7.12.2006 г.

УДК 537.533.7

СРАВНЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТОРМОЗНОГО И ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

А.С. Гоголев, А.П. Потылицын

Томский политехнический университет
E-mail: alextpufft@tpu.ru

Проведен сравнительный анализ рентгеновской трубки и источника на основе параметрического рентгеновского излучения. Интенсивность параметрического излучения источника на базе компактного линейного ускорителя с энергией пучка 6 МэВ и током 100 мкА сравнима с интенсивностью стандартной рентгеновской трубки. Возможность плавного изменения энергии излучения параметрического излучения в широком энергетическом диапазоне от 6 до 130 кэВ с шириной линии порядка 300 эВ на порядок повысит контрастность получаемого изображения и на порядок снизит дозовую нагрузку.

Введение

Источники рентгеновского излучения широко используют для фундаментальных и прикладных исследований (биология, физика твердого тела, микроэлектроника, медицина и т. д.). Источники, созданные на основе электронных накопительных колец с энергией ~ 1 ГэВ для генерации синхротронного излучения (СИ), являются достаточно громоздкими и дорогостоящими установками, а также требуют значительных затрат по эксплуатации. Рентгеновские трубки на порядки дешевле, но не позволяют получать высокого разрешения, например, в литографии, медицинской диагностике [1] и др.

В последние годы предлагается использовать пучки параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), спектрально-угловая плотность которого, как было показано в [2], превышает спектрально-угловую плотность традиционных рентгеновских источников, таких как синхротронное и тормозное излучение (ТИ). В этом случае нет необходимости использовать пучки заряженных частиц высокой энергии, а узкую спектральную линию можно получить непосредственно в процессе генерации ПРИ. Дисперсионное соотношение [3] жестко связывает энергию фотонов ПРИ с углом их вылета, что позволяет получить пучок монохроматического излучения с регулируемой длиной волны.

В настоящее время существуют источники рентгеновского излучения на основе ПРИ в лаборатории исследования электронных пучков и их приложения (Япония) [4] и лаборатории ЛУЭ (США) [1], на пучках электронов с энергией 100 и

56 МэВ, соответственно. Средний ток установок ~ 1 мкА. Средняя интенсивность источника [4] $\sim 10^{-1}$ фотон/е⁻/ср, источника [1] $\sim 10^{-2}$ фотон/е⁻/ср.

В работе проведено сравнение характеристик источника рентгеновского излучения на основе ПРИ от умеренно релятивистских электронов с рентгеновской трубкой. Источник на базе линейного ускорителя с энергией частиц 6 МэВ может генерировать ПРИ интенсивностью $> 10^{-5}$ фотон/е⁻/ср в узком спектральном диапазоне $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-2}$ и широком энергетическом 6...130 кэВ. Интенсивность стандартной рентгеновской трубки на 100 кВ – порядка 10^{-6} фотон/е⁻/ср.

1. Выход ПРИ

Параметрическое рентгеновское излучение относится к классу поляризационного излучения, характеристики которого не зависят от массы начальной частицы и определяются только её энергией и зарядом. В рамках кинематической модели механизм ПРИ можно рассматривать как дифракцию поля виртуальных фотонов движущегося заряда на кристаллографических плоскостях [5].

К настоящему моменту проведено множество экспериментов по изучению свойств ПРИ, возбуждаемого релятивистскими электронами. Было показано, что ПРИ от релятивистских электронов $\gamma > 50$ (γ – Лоренц-фактор) даёт высокую спектрально-угловую плотность в узком конусе с раствором $\sim \gamma^{-1}$ вокруг направления зеркального отражения [6]. Однако, в случае умеренно релятивистских частиц $\gamma \leq 20$ раствор конуса, в котором сосредоточен ос-