

01;10

## Бетатрон на потоке рассеяния

© Э.Г. Фурман

Научно-исследовательский институт высоких напряжений  
при Томском политехническом университете,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: furman@hvd.tpu.ru

(Поступило в Редакцию 29 сентября 2003 г.)

Рассмотрен бетатрон на потоке рассеяния двух встречно включенных обмоток, уложенных вокруг замкнутого магнитопровода. Управляющее магнитное поле в межполюсном зазоре создается магнитным потоком рассеяния между обмотками, а ускоряющий магнитный поток создается разностью ампервитков обмоток в замкнутом магнитопроводе. Приводятся результаты исследования предложенной схемы и ее сравнения с классической схемой бетатрона. Показано, что использование замкнутого магнитопровода с размагничиванием стали позволяет наиболее экономичным образом реализовать возможности, заложенные в индукционном способе ускорения.

### Введение

В классической схеме выполнение бетатронного соотношения 2:1 осуществляется магнитными зазорами в межполюсном пространстве и в центральной части (галетный блок), которые обеспечивают требуемое соотношение индукций на радиусе равновесной орбиты и в круге орбиты, создаваемых катушкой намагничивания [1,2]. Энергия магнитного поля с увеличением радиуса растет по квадратичному закону, а кинетическая энергия электронов — пропорционально радиусу

$$E_k = \langle \beta \rangle c B R_0, \quad \langle \beta \rangle = \int_1^\gamma \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} d\gamma, \quad (1)$$

где  $\langle \beta \rangle$  — средняя относительная скорость,  $\gamma = 1 + E_k/E_0$  — релятивистский фактор,  $c$  — скорость света,  $B$  — значение индукции на равновесном радиусе  $R_0$ .

Наиболее отработанные конструкции бетатронов — малогабаритный бетатрон с  $R_0 = 6$  см и высокоэнергетический бетатрон с  $R_0 = 30$  см [2], имеющие одинаковое соотношение высоты камеры к радиусу  $H/R_0 = 0.7$  и равные значения индукции в стали по энергии колебательного контура, весу электромагнита и кинетической энергии соотносятся как  $6^2/30^2 - 120 \text{ J} / 3 \cdot 10^3 \text{ J} - 90 \text{ kg} / 2.7 \cdot 10^3 \text{ kg} - 6 \text{ MeV} / 30 \text{ MeV}$ .

Известно много схемных решений, направленных на снижение веса электромагнита за счет размагничивания стали и увеличения размаха индукции в ней. Однако практическая реализация таких схем [5] на модели бетатрона на 300 MeV показала нестабильное ускорение от цикла к циклу, а полученная интенсивность оказалась значительно ниже расчетной. Более простая схема размагничивания электромагнита предложена в [6], которая обеспечивала расчетное ускорение заряда, но требовала значительной паузы между импульсами для размагничивания сердечника электромагнита. Нелинейность петли гистерезиса, которая в классической схеме при воздушных зазорах практически не влияет на

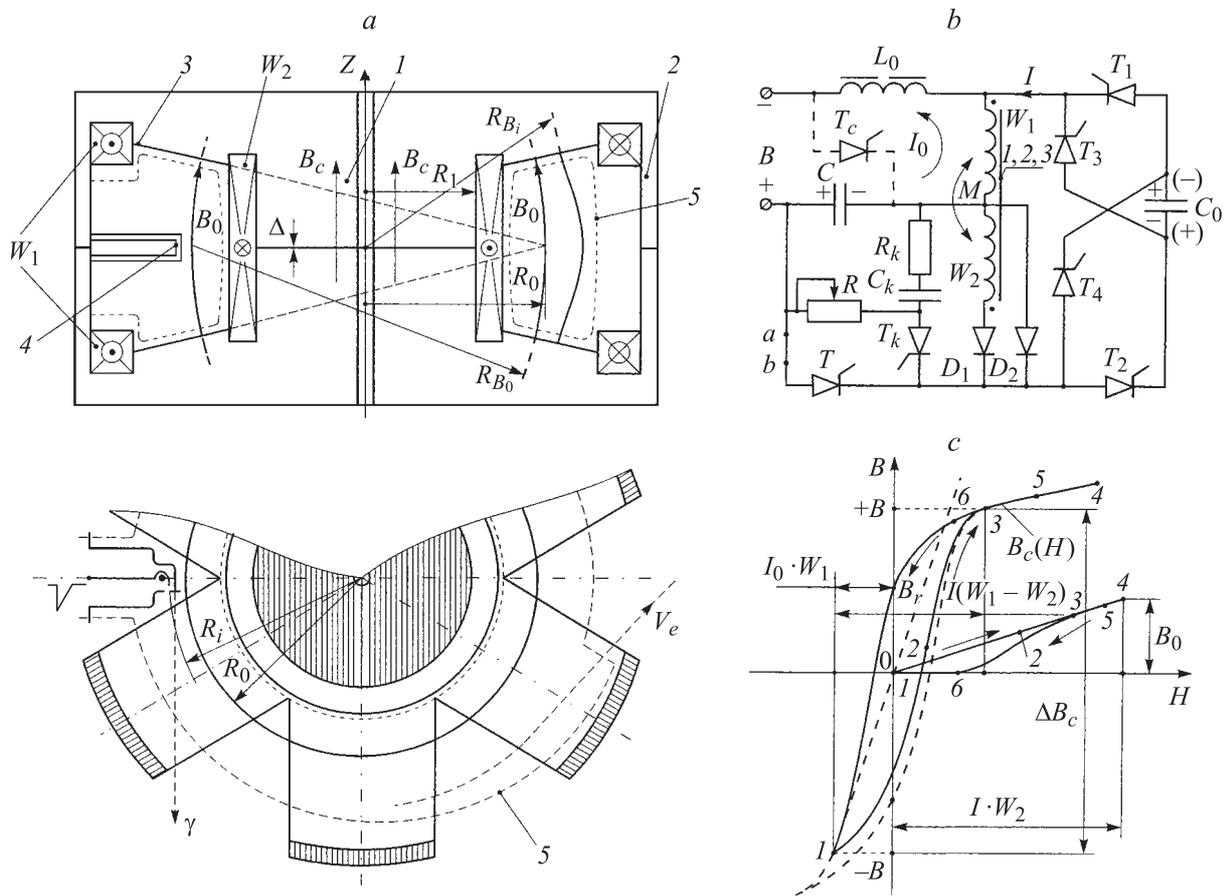
поведение радиуса равновесной орбиты в начале цикла ускорения, при замкнутом магнитопроводе требует применения специальных схем коррекции. В [5] использовался дроссель насыщения (вес  $\sim 20\%$  от веса магнита), в [6,7] — дополнительная схема с отдельным источником. Параллельное соединение обмоток и, как следствие, появление уравнивающих токов при изменении добротности обмоток из-за нагрева, требование высокой точности синхронизации работы мощных источников питания снижали эффект от применения размагничивания стали и его практическое внедрение.

### 1. Энергетические соотношения в бетатроне на потоке рассеяния

Поток рассеяния в трансформаторе определяется током нагрузки и локализуется в воздушном зазоре между первичной и вторичной обмотками. Напряженность магнитного поля потока рассеяния совместно с напряженностью электрического поля, определяемой током намагничивания в первичной обмотке, образуют поток вектора Пойнтинга [8], ответственного за передачу энергии из первичной цепи во вторичную.

Электронный пучок на орбите в электромагнитном поле бетатрона выполняет роль витка и нагрузки одновременно, взаимодействует с потоком энергии, поступающей от емкостного накопителя в магнитное поле. Напряженность электрического поля определяется производной магнитного потока и не зависит от абсолютной величины, поэтому часть приращения общего магнитного потока в центральной части орбиты можно изменять от отрицательных значений индукции до положительных, что используется в бетатроне на потоке рассеяния (БПР) [9,10] (рис. 1).

В исходном состоянии включаются тиристоры  $T_1, T_3, T_4$  и от выпрямителя  $B$  осуществляется предварительный заряд емкостного накопителя  $C_0$  и конденсатора  $C$



**Рис. 1.** Электромагнит бетатрона на потоке рассеяния (а), схема питания бетатрона (б), магнитные характеристики электромагнита и воздушного зазора (с).  $W_1, W_2$  — обмотки намагничивания и компенсационная;  $I$  — центральный сердечник, 2 — обратный магнитопровод; 3 — полюса; 4 — инжектор; 5 — контур вакуумной камеры;  $B$  — выпрямитель;  $C_0$  — емкостной накопитель;  $T_1-T_4, D_1, D_2$  — тиристоры и диоды силового контура;  $T_k$  — тиристор цепи коррекции  $R, C_k, R_k$  равновесного радиуса;  $T$  — тиристор сброса;  $C, L_0$  — конденсатор и дроссель фильтра;  $T_c$  — тиристор стабилизации и регулирования энергии;  $B_c(H), B_0(H)$  — зависимости изменения индукции в стали и в межполюсном зазоре от намагничивающей силы. 1–6 — характерные точки на магнитных характеристиках, привязанные во времени к значениям токов в обмотках (рис. 2).

через дроссель  $L_0$ . В установившемся режиме (рис. 2) магнитное состояние магнитопровода определяется магнитным потоком обмотки  $W_1$  с током  $I_0$  и равно

$$-B = B_r - L_1 \cdot I_0 / W_1 \cdot S_c, \quad (2)$$

где  $L_1$  — индуктивность обмотки на замкнутом магнитопроводе,  $B_r$  — остаточная индукция в стали магнитопровода с учетом технологического зазора  $\Delta$ ,  $S_c$  — сечение стали рассматриваемого участка.

На рис. 1, с начальное магнитное состояние сердечника характеризуется точкой 1 и индукцией  $-B$ . В момент времени  $t_1$  включаются тиристоры  $T_1, T_2$  и  $T_k$ . В последовательно, встречно включенных обмотках  $W_1, W_2$  протекает ток разряда емкостного накопителя  $C_0$  и формируются магнитные поля  $B_c(t)$  и  $B_0(t)$  (рис. 2). При этом магнитное поле в межполюсном зазоре (поток рассеяния) определяется ампервитками обмотки  $W_2$  и зависит от высоты межполюсного пространства  $H$ , так

что

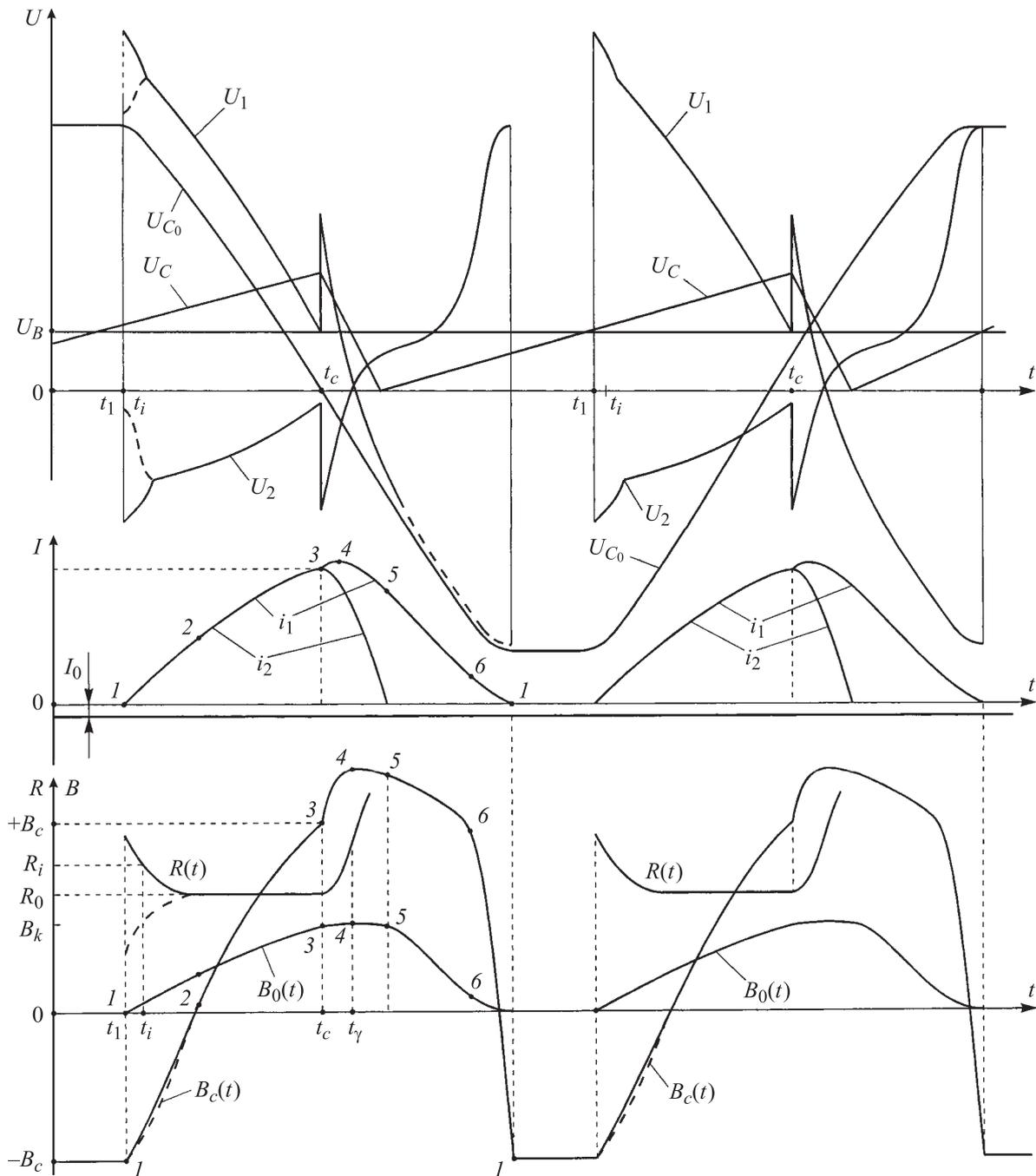
$$B_0(t) = \frac{\mu_0 i_2(t) W_2 K}{H}, \quad (3)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $H$  — высота зазора;  $K$  — коэффициент, учитывающий кривизну силовых линий.

Центральный сердечник перемангничивается под действием разности ампервитков  $I(t) \cdot (W_1 - W_2)$ . Для выполнения бетатронного соотношения 2:1 в течение цикла ускорения должно выполняться условие

$$\frac{\langle \Delta B_c \rangle(t)}{B_0(t)} = 2 \approx \frac{U_2(t) \cdot (R_0^2 - R_1^2)}{U_{C_0}(t) \cdot R_1^2}. \quad (4)$$

Учитывая, что  $U_{C_0}(t) = U_1(t) - U_2(t)$  (рис. 2), отношение напряжений на обмотках  $W_1, W_2$  служит для контроля поведения радиуса равновесной орбиты. Если не включать тиристор  $T_k$ , то на напряжениях  $U_1$  и  $U_2$  в начале цикла ускорителя наблюдаются „провалы“ и



**Рис. 2.** Эпоры напряжений емкостного накопителя  $U_{C_0}$ , обмоток намагничивания  $U_1$  и компенсационной  $U_2$ , конденсатора фильтра  $U_C$  и выпрямителя  $U_B$ , токов обмоток  $W_1-i_1$ ,  $W_2-i_2$  и тока дросселя  $L_0-I_0$ , изменения индукции в стали центрального сердечника  $B_c(t)$ , индукции в межполюсном зазоре  $B_0(t)$ , радиуса равновесной орбиты  $R(t)$ ;  $R_i$  — радиус инжекции.

равновесный радиус  $R(t)$  изменяется с меньших значений, чем  $R_0$ . На рис. 2 эти зависимости показаны пунктиром и определяются нелинейностью хода петли гистерезиса. Задавая требуемое начальное напряжение на конденсаторе  $C_k$ , поведение радиуса  $R(t)$  можно регулировать. В момент времени  $t_i$  происходит инжекция электронов и ускорение пучка. В момент времени  $t_c$  (точка 3 на магнитных циклах) включается тиристор  $T$

и подключает заряженный конденсатор  $C$  к обмотке  $W_2$  и она начинает обесточиваться. При этом центральный сердечник перематывается быстрее и насыщается, происходит доускорение пучка с резким увеличением радиуса равновесной орбиты и пучок, касаясь мишени, установленной на инжекторе, генерирует гамма-излучение (момент времени  $t_\gamma$ ). Конденсатор  $C$  полностью разряжается, отдает свою энергию в колебательный

контур, включается диод  $D_2$ , тиристор  $T$  и диод  $D_1$  выключаются. Конденсатор  $C$  вновь заряжается током  $I_0$ , а магнитопровод возвращается вновь в исходное магнитное состояние (точка 1 на рис. 1, 2). Следующий цикл ускорения начинается с включением другой пары тириستоров  $T_3, T_4$  и  $T_k$ .

В центральной части орбиты магнитный поток проходит по замкнутому сердечнику и энергия магнитного поля в единице объема, пропорциональная  $B^2/2 \cdot \mu \cdot \mu_0$ , уменьшена на величину относительной магнитной проницаемости стали  $\mu$ . Поэтому увеличение радиуса ускорения  $R_0$  и радиуса центрального сердечника  $R_1$  приводит к снижению энергии колебательного контура. При заданной конечной энергии электронов (1) и при сечении межполюсного пространства  $S$  (вакуумной камеры) величина запасаемой в контуре энергии (энергия накопителя  $C_0$ )

$$Q = K \frac{\pi \cdot E^2 \cdot S}{\mu_0 \cdot (\langle \beta \rangle c)^2} \frac{1}{R_0} + Q_c, \quad (5)$$

где  $Q_c$  — энергия в объеме магнитопровода, которая в начале цикла ускорения уменьшается, а затем вновь накапливается к концу цикла ускорения.

В отличие от классической схемы в БПР энергия колебательного контура уменьшается обратно пропорционально радиусу установки, а увеличение размаха индукции в стали почти в два раза приводит к значительному снижению веса электромагнита.

## 2. Некоторые особенности движения электрона в электромагнитном поле бетатрона

Магнитное поле бетатрона в области ускорения характеризуется показателем спада [4]

$$n = \frac{dB_Z}{dr} \frac{R}{B_Z}, \quad 0 > n > -1, \quad (6)$$

который определяет отношение радиуса вращения электронов  $R$  относительно оси  $Z$  к радиусу кривизны  $R_B$  силовой линии магнитного поля в точке измерения. На рис. 1, а показан профиль межполюсного пространства для  $n = -0.5$ . В области установки инжектора  $R_i$  из-за кривизны силовых линий  $n \leq -1$ , но по ходу силовых поля он переходит у полюсов к  $n = -0.5$ . Такая конфигурация магнитного поля характерна для магнитных ловушек открытого типа [3], имеющих угол раствора конуса потерь  $\alpha$ , определяемый как

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{B_0}{B_Z}} = \frac{V_\perp}{V}, \quad |\vec{v}| = \sqrt{V_\perp^2 + V_\parallel^2}, \quad (7)$$

где  $B_0$  — индукция магнитного поля в плоскости симметрии (медианная плоскость);  $B_Z$  — индукция магнитного поля у полюсов по ходу силовой линии;  $V_\perp, V_\parallel$  —

составляющие общей скорости электрона  $V$  перпендикулярно и параллельно силовым линиям магнитного поля в медианной плоскости.

Движение электрона в электромагнитном поле бетатрона основано на равенстве силы Лоренца и силы центростремительного ускорения [4]

$$\frac{(m\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V}_\perp}{R_0} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_\perp \times \mathbf{B}_0) \quad (8)$$

при выполнении следующих условий:

$$\frac{d(m\mathbf{V})}{dt} = -e \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = \frac{\mathbf{R}_0}{2} \times \frac{d\mathbf{B}_c}{dt}, \quad 2 \frac{dB_0}{dt} = \frac{dB_c}{dt}, \quad (9)$$

где  $e, m$  — заряд и масса (релятивистская) электрона,  $m\mathbf{V}$  — полный импульс частицы,  $E$  — напряженность электрического поля,  $B_c$  — среднее значение индукции в круге радиуса  $R_0$ .

Поскольку  $\mathbf{V} \times \mathbf{B}/E > 10^4$  даже на этапе инжекции, то в релятивистских обозначениях из (1), (8) при  $V = V_\perp$  имеем значение магнитного потенциала — произведение индукции на радиус вращения

$$B \cdot R = \frac{\sqrt{2E_k E_0 + E_k^2}}{e} = \frac{m_0 c}{e} \sqrt{\gamma^2 - 1}, \quad (10)$$

где  $E_k$  — кинетическая энергия электрона.

На рис. 3 приведены зависимости  $B \cdot R$ , относительной скорости  $\beta$ , средней  $\langle \beta \rangle$  и поведения радиуса вращения от кинетической энергии при линейном возрастании управляющего магнитного поля  $B_0(t)$  (рис. 2), что справедливо в начале цикла ускорения. При низковольтной инжекции  $U_i \leq 80$  кВ (рис. 3) в классических бетатронах эффективно работают контракторы [1] и, чем ниже  $U_i$ , тем выше эффективность их работы. В сильноточных бетатронах [2] применение контрактора положительного эффекта не дает, так как  $U_i > 200$  кВ. В БПР (рис. 1) выбором постоянной времени цепи коррекции  $C_k, R_k$  и начальным напряжением на конденсаторе  $C_k$  обеспечивается поведение радиуса  $R(t)$  (рис. 2) согласно (10) и достигается максимально возможный захват заряда в ускорение [10].

Кинетическая энергия прямолинейного, ламинарного пучка электронов

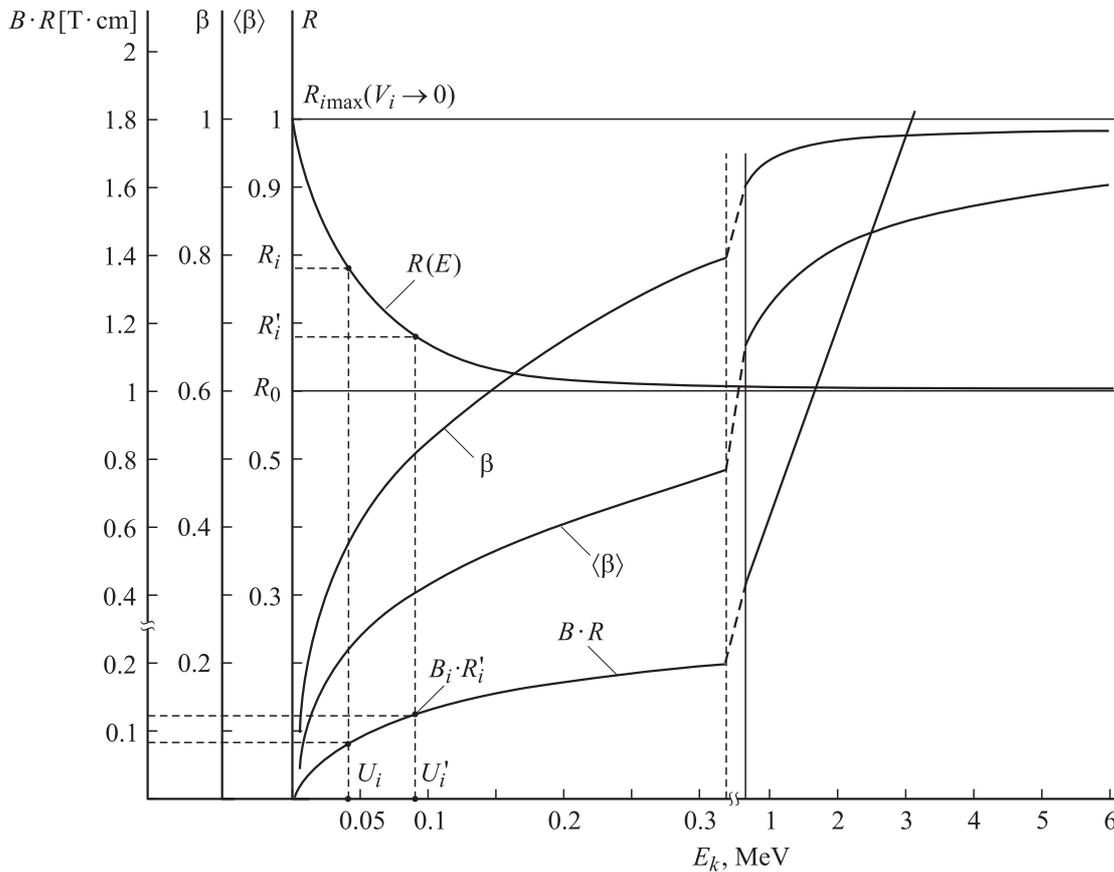
$$J_k = E_k I t_0 = N e E_k = N m_0 c^2 (\gamma - 1), \quad (11)$$

где  $t_0$  — время прохождения числом частиц  $N$  заданного расстояния (в бетатроне длина орбиты),  $I = N \cdot e / t_0$  — ток пучка.

Кинетическая энергия пучка электронов в виде тора с радиусами  $R_0, r$  в магнитном поле

$$J_k = \frac{N \cdot (R^2 + r^2) (eB)^2}{\gamma m_0} \quad (12)$$

равна (11), а период обращения электрона на орбите  $t_0 = 2\pi/\omega_c$ , где  $\omega_c = e \cdot B/\gamma m_0$ .



**Рис. 3.** Зависимость радиуса равновесной орбиты  $R(E)$ , относительной  $\beta$  и средней относительной  $\langle\beta\rangle$  скорости, магнитного потенциала  $B \cdot R$  от кинетической энергии электрона.

Согласно закону Ампера, на кольцевой ток в магнитном поле действует сила, которая для  $\text{grad } B$  относительно магнитного потенциала  $B \cdot R$  для вращающегося на равновесном радиусе электрона сообщает вращательный момент плоскости орбиты

$$M = -\frac{\text{grad } B_r}{F} = \frac{eE_k \text{ grad } B_r}{B}. \quad (13)$$

Градиент относительно  $B \cdot R = \text{const}$  должен быть знакопеременным, кратным частоте обращения, а суммарный интеграл во времени движения равен нулю. При этом нужно учитывать, что закон электромагнитной индукции для движущегося электрона в постоянном магнитном поле следующий: заметаемый во времени магнитный поток по траектории движения, деленный на период обращения на ларморовой частоте, равен кинетической энергии. Например, в рассматриваемой ниже модели БПР при  $R = 6 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ ,  $B = (0.361 \pm 5 \cdot 10^{-4}) \text{ T}$ ,  $\gamma = 12.74$ ,  $\beta = 0.9969$ ,  $\langle\beta\rangle = 0.9243$ ,  $\omega_c = e \cdot B / \gamma m_0 = \beta \cdot c / R = 4.985 \cdot 10^9 \text{ rad/s}$ ,  $t_0 = 1.264 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ , кинетическая энергия электрона (1), (11), (12)

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{m_0 c^2}{e} (\gamma - 1) = \langle\beta\rangle c R B = \frac{\langle\beta\rangle e R^2 B^2}{\gamma \cdot m_0} \\ &= \frac{2\langle\beta\rangle \pi R^2 B}{t_0} = 6 \cdot 10^6 \text{ eV}. \end{aligned}$$

Закон электромагнитной индукции выполняется при  $\omega = \omega_c / 2 \cdot \langle\beta\rangle$ , т.е. при  $\gamma \rightarrow \infty \langle\beta\rangle \rightarrow \beta \rightarrow 1$  и имеем ларморовую круговую частоту  $\omega = \omega_L = \omega_c / 2$ . При ускорении орбиту электрона пронизывает дополнительный магнитный поток (условие 2:1) и преобразование электрической энергии в кинетическую происходит на циклотронной частоте.

При инжекции электронов в бетатронах используются ленточные пучки с малой угловой расходимостью. Напряжение инжекции  $U_i$  и значение магнитного поля на радиусе инжекции связаны зависимостью

$$U_i = (B_i \cdot R_i)^2 \sqrt{\frac{e}{2\gamma_i m_0}}. \quad (14)$$

Электроны, имеющие скорость  $V_i = V_{\perp} = e B_i R_i / \gamma_i \cdot m_0$ , замкнув окружность, ударятся в тыльную сторону инжектора (нулевые электроны). Электроны, имеющие некоторый угол вылета из инжектора относительно касательной к окружности  $R_i$ , будут совершать бетатронные колебания. При отклонении только относительно медианной поверхности у электрона нет шансов обойти инжектор. Электроны с углом  $+\alpha$ , уходящие на радиусы  $> R_i$ , и электроны  $-\alpha$ , уходящие на радиусы  $< R_i$ , отклоняются от медианной плоскости в разные стороны. Они в своем движении

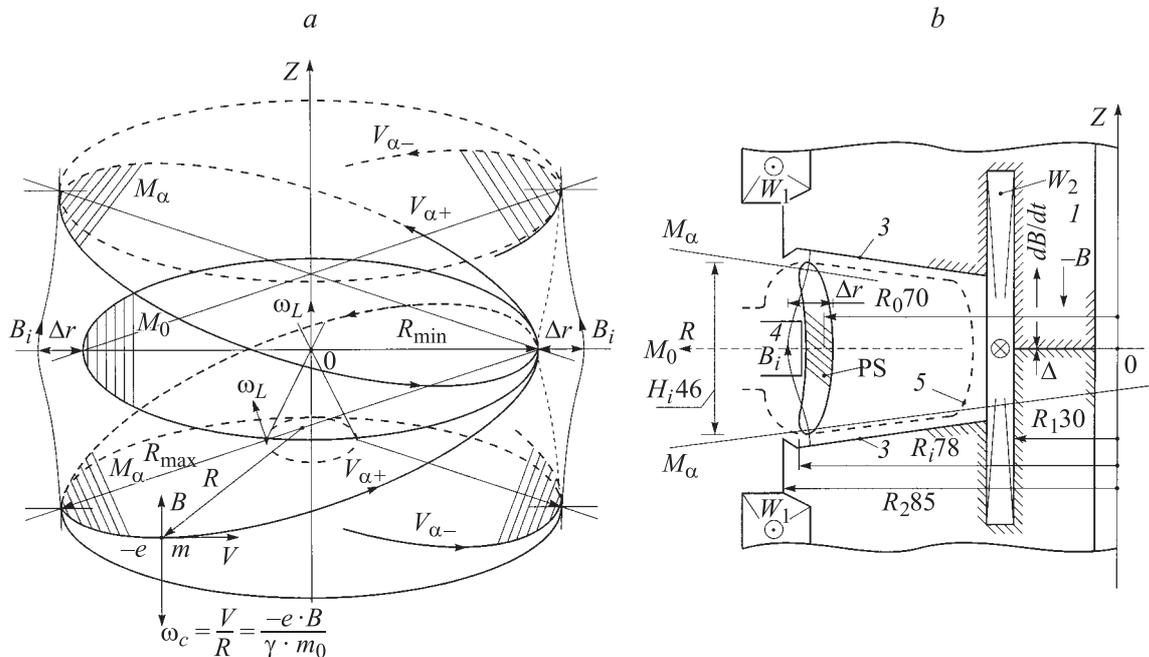


Рис. 4. Траектории электронов в магнитной ловушке по окончании инжекции (а) межполюсное пространство модели бетатрона на потоке рассеяния (b).

„замегают“ разные магнитные потоки, так как магнитное поле по радиусу изменяется согласно показателю поля  $B(r) = B_0(r/R_0)^n$ , и вектор скорости инжектируемых электронов приобретает составляющую скорости  $V_{||}$  при уменьшении  $V_{\perp}$ , не изменяя общей  $V_i = \sqrt{V_{\perp}^2 + V_{||}^2}$ . Изменением кинетической энергии электронов в процессе захвата можно пренебречь. Уменьшение  $V_{\perp}$  для электронов, вылетевших с начальным углом  $+\alpha$ , будет приводить к уменьшению радиуса вращения, а для электронов с начальным радиусом  $-\alpha$  — к увеличению радиуса вращения, и, не пройдя поворот, они пересекут проекцию орбиты  $R_i$ . Составляющая скорости  $V_{||}$  начинает уменьшаться,  $V_{\perp}$  увеличиваться и на последующих оборотах электроны будут пересекать медианную плоскость, имея максимальное значение  $V_{||}$ , минимальное значение  $V_{\perp}$  и минимальный радиус вращения  $R_{\min}$ . В установившемся режиме траектории электронов, вылетевших под углами  $\pm\alpha$  из инжектора, показаны на рис. 4, а, а фазовое пространство (PS), занимаемое пучком после окончания захвата, — на рис. 4, b. Такая траектория позволяет обеспечить равенство трех частот: механической  $V/R$ , циклотронной  $\omega_c$  и ларморовой  $\omega_L$ . Начало радиуса-вектора отдельного электрона прецессирует на величину  $\Delta r$  относительно оси симметрии  $Z$

$$\Delta r = R_i \cdot \left[ 1 - \left( \frac{V_{\perp}}{V_i} \right)^{-n} \right], \quad (15)$$

угол раствора конуса потерь будет при  $V_{\perp} = V_{||}$ . Из (7) имеем  $\sin \alpha = (V_{\perp} = V_{||})/V_i = 1/\sqrt{2} = (B_i/B_z)^{-1/2}$  и значение  $B_i/B_z = 0.8409$  на радиусе инжекции по ходу

силовой линии. Это значение дают магнитные измерения в медианной плоскости  $M_0$  и у поверхности полюсов  $M_{\alpha}$  (рис. 4, а) в межполюсном пространстве бетатронов, захватывающих в ускорение максимальный заряд. При этом высота камеры над инжектором и радиус инжекции связаны соотношением для выполнения условия  $V_{\perp} = V_{||}$

$$H_i = \frac{\pi}{4} R_i \quad \text{при} \quad n_{\alpha} = -0.5. \quad (16)$$

Величину критического угла расходимости инжектируемого пучка  $2\alpha$  ( $\pm\alpha$ ) можно оценить из условия  $\sin \alpha \leq \Delta r/R_i$ . Из-за „привязки“ к силовым линиям магнитного поля в радиальном направлении электрон „скользит“ по поверхности, являющейся зеркальным отражением хода силовых линий в пространстве относительно поверхности цилиндра с радиусом  $R_i$  и орбита его прецессирует относительно оси  $Z$  с круговой частотой

$$\omega = \omega_c P \langle \beta \rangle^{-1}. \quad (17)$$

где  $P$  — периодичность слабофокусирующего магнитного поля бетатрона, равная двум.

Применение азимутальной вариации, элемент сильной фокусировки, увеличивает периодичность и уменьшает амплитуды радиальных и вертикальных колебаний, сечение фазового пространства и, как следствие, число захваченных в ускорение частиц. При условии  $H_i = 0.25\pi R_i$ , обеспечивается соотношение  $V_{\perp} = V_{||} = V_i/\sqrt{2}$ , максимальные значения амплитуд радиальных и вертикальных колебаний соотносятся как 1:4 ( $0.5\Delta r : 0.5H_i$ ) при  $n = -0.5$ . Принимая напряженность электрического поля на поверхности PS пучка  $E = V_i \times B_i$  и учитывая

распределение плотности заряда по сечению (в медианной плоскости в два раза больше, чем на краях, так как за период обращения электрон дважды пересекает  $M_0$ ), число частиц, захватываемых в магнитную ловушку бетатрона, можно оценить как

$$N \leq \frac{\varepsilon_0 B V R_i^3}{1.5e\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\varepsilon_0 \gamma \beta m_0 c^2 R_i^2}{1.5e^2 \sqrt{1-\beta^2}} \\ = \frac{\beta}{1-\beta^2} \cdot 1.88 \cdot 10^{13} R_i^2 \text{ (частиц)}, \quad (18)$$

где значения скорости  $V$ ,  $\gamma$  и  $\beta$  соответствуют инжектируемому пучку, значение магнитного поля на радиусе — инжекции  $B_i = \beta \gamma m_0 c / e R_i$ , а коэффициент  $1/\sqrt{1-\beta^2}$  учитывает перераспределение электрического поля движущегося электрона относительно покоящегося.

Циркулирующий в магнитной ловушке ток

$$I = \frac{eN\omega}{2\pi} = \frac{e^2 B_i N}{2\pi \gamma m_0} \quad (19)$$

распределен в PS и в процессе ускорения адиабатически стягивается в плоскость  $M_0$  (рис. 4, а).

Для круглого сечения пучка, которое определяет вертикальный размер фокусного пятна, имеем

$$r = 0.4 H_i \sqrt{\frac{B_i \beta_i}{\pi B_k \beta_k}}, \quad (20)$$

где  $B_k, \beta_k$  — значения магнитного поля и относительной скорости к концу цикла ускорения.

Число частиц, захватываемых в ускорение, должно определенным образом соотносится с числом инжектируемых. Так, электрическое поле „нулевых электронов“, заканчивающих обращение на первых оборотах, эффективно расталкивает электроны по сечению PS, сообщая вращательный момент плоскости орбиты при  $n \leq -1$  (шаровая поверхность силовых линий  $B$ ), который у полюсов переходит в  $n = -0.5$ . Поэтому существует оптимальное значение тока инжекции [1,2], превышение которого не увеличивает числа частиц, захватываемых в ускорение. Применение инфлекторных систем исключает ток „нулевых электронов“ на инжектор в сильноточных бетатронах [2], повышает эффективность захвата. В безжелезном бетатроне для получения электронных колец [11] эффективность захвата высокая и составила  $\sim 0.8$  от числа инжектируемых электронов при длительности импульса инжекции  $15 \cdot 10^{-9}$  с. При  $E_i \sim 1.5$  MeV,  $I_m = 800$  А (среднее значение  $\sim 400$  А),  $R_i = 0.3$  м, захвачено  $\sim 2.6 \cdot 10^{13}$  частиц ( $\beta/(1-\beta^2) = 15.5$ ), что соответствует (18). В сильноточном бетатроне [2] при  $E_i = 300$  kV,  $R_i = 0.28$  см — радиус установки электростатического инфлектора и значения  $H_i/R_i = 0.7$  доведено до конца цикла ускорения  $2 \cdot 10^{12}$  частиц, а измерения захваченного в ускорение заряда по окончании импульса инжекции показали  $\sim 3 \cdot 10^{12}$  ( $\beta/(1-\beta^2) = 1.92$ ),

что также соответствует (18). Вертикальный размер фокусного пятна гамма-излучения на мишени в промышленном малогабаритном бетатроне ПМБ-6 [12] при  $B_i = 0.88 \cdot 10^{-2}$  Т,  $R_i = 7.8$  см,  $H_i = 4.6$  см,  $U_i = 40$  kV,  $B_k = 0.36$  Т составляет  $\sim 2.2$  мм, радиус пятна к концу цикла ускорения по (20) —  $1.1 \cdot 10^{-3}$  м. Горизонтальный размер фокусного пятна определяется геометрией мишени. Объем фазового пространства в камере ПМБ-6  $0.5\pi H_i^2 R_i = 2.6 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup> и в ускорение захватывается  $\sim 1.2 \cdot 10^{10}$  частиц при циркулирующем на орбите токе 0.55 А, в то время как оптимальный объем PS  $\sim R_i^3 = 4.75 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>.

В [1, с. 168] приведены результаты экспериментов по перекрытию сечения ускорительной камеры бетатрона на 30 MeV в вертикальном и радиальном направлениях с  $H_i/R_i = 7/30$ . В первом случае интенсивность излучения исчезала, когда вертикальный размер камеры становился равным высоте инжектора  $\sim 1$  см. При увеличении вертикального размера интенсивность излучения росла примерно в кубической зависимости от высоты камеры. Во втором случае контролировался сигнал с фотоэлектронного умножителя, который появлялся при энергии 1.5 MeV ( $U_i = 24$  kV), когда проволока пересекала равновесный радиус  $R_0 = 27$  см и до инжектора оставалось  $\sim 2.5$  см,  $\Delta r/R_i = 2.5/30$  и  $2(\pm\alpha) < 5^\circ$ . В [13] проведен эксперимент по определению захваченного в ускорение заряда через короткое время после окончания импульса инжекции  $(2, 10, 20, 50 \dots 300) \cdot 10^{-6}$  с при цикле ускорения  $5 \cdot 10^{-3}$  с, сбрасываемого на разделенный вертикальный коллектор. Через  $2 \cdot 10^{-6}$  с распределение заряда по высоте камеры в центре в два раза больше, чем на краях, и соответствует представленной на рис. 4 модели. Число частиц по (18) в 1.3 раз больше, чем измерено через  $2 \cdot 10^{-6}$  с ( $R_i = 29$  см,  $H_i = 4.5$  см,  $U_i = 24$  kV,  $N_0 = 1.25 \cdot 10^9$ ), но с учетом динамики потерь ( $N_1 = 10^9$  при  $2 \cdot 10^{-6}$  с,  $N_2 = 0.3 \cdot 10^9$  при  $10 \cdot 10^{-6}$  с,  $N_3 = 0.2 \cdot 10^9$  при  $20 \cdot 10^{-6}$  с,  $N_4 \approx 10^8$  при  $300 \cdot 10^{-6}$  с) соответствует расчетному по (18). Соблюдается динамика адиабатического сжатия PS возрастающим магнитным полем ( $B_i = 0.15 \cdot 10^{-2}$  Т,  $\beta_i = 0.296$ ), а при  $300 \cdot 10^{-6}$  с ( $B_k = 0.045$  Т,  $\beta_k = 0.98$ ) весь ускоряемый заряд попадал на центральный коллектор в медианной плоскости высотой 5 мм, согласно (20), радиус пучка в этот момент времени уменьшился до 1.8 мм. Эти прямые и надежные эксперименты подтверждают правомерность представленной модели захвата электронов электромагнитным полем бетатрона — открытой магнитной ловушки.

### 3. Экспериментальные исследования бетатрона на потоке рассеяния

Модель БПР была изготовлена на базе электромагнитной серийного бетатрона ПМБ-6 [12] с использованием отпаянной вакуумной камеры, имеющей внутренний диаметр 74 мм. Центральный галетный блок с общим воздушным зазором  $\sim 11$  мм был заменен сплошным

ферромагнитным сердечником диаметром 60 mm с обмоткой  $W_2$ , содержащей 56 витков, сечением провода  $6 \text{ mm}^2$ . Обмотка намагничивания  $W_1$  содержала 60 витков, по 30 витков в каждой половине, технологический зазор  $\Delta = 0.1 \text{ mm}$ . Использовалась схема питания по рис. 1, *b*, а межполюсное пространство БПР показано на рис. 4, *b*. В ПМБ-6 для получения кинетической энергии электронов 6 MeV требовалось 120 J энергии колебательного контура. В БПР эта же энергия электронов была получена при энергии в накопителе  $C_0$  87 J и была уменьшена на величину энергии, запасаемой в галетном блоке 33 J, что соответствовало энергии, подсчитанной по (5). При этом потребляемая мощность от сети уменьшалась в два раза за счет уменьшения потерь в контуре и исключения схем сброса и контрактора. Максимальная интенсивность излучения была получена, когда цепь коррекции радиуса равновесной орбиты обеспечивала поведение радиуса согласно (10) (рис. 3) при  $U_i = 40 \text{ kV}$ . Полученная интенсивность была не меньше, чем в хорошо отстроенных бетатронах с использованием контрактора (0.1 mGy/s на расстоянии 1 m от мишени при 100 имп/с). При увеличении энергии колебательного контура до 120 J кинетическая энергия электронов составила 6.9 MeV, а при 150 J получена энергия электронов  $\sim 8 \text{ MeV}$ . При этом размах индукции в центральном сердечнике составил  $\Delta B_c = 2.75 \text{ T}$ , а в обратном магнитопроводе — 2.15 T (рис. 1, *c*).

К сожалению, имеющиеся вакуумные камеры не позволяли увеличить диаметр центрального сердечника до 75 mm, что позволило бы полностью использовать обратный магнитопровод электромагнитна ПМБ-6 весом  $\sim 80 \text{ kg}$  и иметь энергию электронов  $\sim 11 \text{ MeV}$ .

Для проверки пробочного соотношения магнитной ловушки бетатрона (7) и исследования поведения пучка в момент захвата на радиусе полюсов  $R = 8.2 \text{ cm}$  при  $R_i = 7.8 \text{ cm}$  уложено по одному витку, включенных согласно с ампервитками  $W_1 \cdot I$  показатель поля у полюсов в плоскости  $M_\alpha$  (рис. 4, *a*) изменялся от  $-0.5$  к  $-1$ . Силовые линии, проходящие через инжектор, у полюсов образовывали шаровую поверхность  $R_B = R_i$ . При встречном направлении тока в обмотках относительно  $W_1 \cdot I$  показатель поля у полюсов приближался к нулю и в области над инжектором поле становилось однородным,  $R_B \rightarrow \infty$ .

В первом случае при токе в обмотках  $I(t_i) \sim 0.5 \text{ A}$  (в момент инжекции ампервитки  $W_1 \cdot I(t_i) = 350 \text{ A} \times \text{виток}$ ) интенсивность излучения возросла на 15%, а затем с увеличением тока в обмотках начала монотонно падать. При токе в обмотках 6 A она составила  $\sim 60\%$  от первоначальной, а при токе 10 A — менее 20%. В этом случае показатель поля был близок к  $-1$  и за счет вращательного момента плоскости орбиты ( $M_\alpha$ ) электроны терялись на верхней и нижней стенках камеры. Во втором случае при встречном

направлении тока в обмотках относительно  $W_1 I_i$  интенсивность излучения начала уменьшаться: при токе в обмотках 0.2 A — на 10%, при 0.5 A — на 50%, при 6 A — более чем на 90%. В этом случае плоскости орбит электронов приобретали поступательное движение в однородном поле относительно медианной плоскости  $M_0$  и электроны также оседали на верхней и нижней частях камеры. Проведенный эксперимент наглядно показывает, что электромагнитное поле бетатрона в момент захвата можно рассматривать как открытую магнитную ловушку и применять теорию адиабатических инвариантных процессов [3], учитывающую энергию вращательного движения, момент инерции электронов на орбите (12) и связанные с этим гироскопические эффекты.

С этих позиций в БПР был осуществлен вывод электронного пучка из ускорительной камеры, имеющей выводное окно. Высота  $H_i$  над инжектором  $\sim 30 \text{ mm}$ . На этой камере получена интенсивность гамма-излучения в два раза меньше, чем на камере с  $H_i = 46 \text{ mm}$ , при прочих равных условиях, что соответствует (18). Для создания градиента магнитного поля в плоскости  $M_0$  использовали две секторные обмотки, уложенные на боковой поверхности камеры с азимутальной длиной  $\sim 30^\circ$  каждая. Общая ось обмоток располагалась перпендикулярно радиусу установки инжектора. Обмотки включались последовательно, встречно в цепь тиристора  $T$  (точки *a, b* на рис. 1, *b*). При смещении пучка в рассматриваемой конструкции БПР расширение радиуса орбиты идет со скоростью  $V_r = \Delta r / \Delta t \sim 10^4 \text{ m/s}$ . Во время расширения орбиты в обмотках нарастал ток и создавалось дополнительное магнитное поле, которое усиливало поле на подходе пучка к инжектору и уменьшало после. Градиент магнитного поля обеспечивал дрейф центра расширяющейся орбиты со скоростью

$$V_d = K \frac{(\beta \cdot c)^2 \gamma m_0}{e B_0 R_i}, \quad (21)$$

где  $K \simeq 10^{-2} \cdot B_+ / B_0$ ;  $B_+$  — дополнительное поле, создаваемое обмотками в районе радиуса инжекции.

При  $B_\pm \approx 10^{-3} B_0$  обеспечивалось равенство скоростей  $V_r$  и  $V_d$ , потери электронов на инжекторе практически отсутствовали, а участок пересечения электронами орбиты освобождения находился напротив инжектора, что позволяло иметь привязку оси выведенного пучка при регулировании энергии. Интенсивность излучения электронного пучка на расстоянии 0.3 m от оси  $Z$  бетатрона составила 1.6 Gy/s при  $E_k \sim 5 \text{ MeV}$ ,  $N = 50$  имп/с. На этом расстоянии сечение пучка — эллипс, сжатый по оси  $Z$  размером  $4 \cdot 1.5 \text{ cm}^2$  примерно с равномерной плотностью по сечению. Отметим, что если на пути выведенных электронов ставился фильтр (железо толщиной 4 mm), то, регистрируя дозиметром гамма-излучение на расстоянии 1 m, получали примерно ту же плотность потока гамма-излучения, что и с мишени на расстоянии 1 m. Простым закорачиванием точек подключения обмоток (выводы *a, b* на рис. 1, *b*) БПР переводился в режим гамма-излучения, и наоборот.

При энергиях свыше 6 MeV наблюдалось сжатие орбиты к концу цикла ускорения при  $N \leq 50$  имп/с из-за уменьшения тока размагничивания  $I_0$ . В этом режиме использовалась дополнительная цепь из индуктивности и тиристора, подключаемая параллельно тиристорам  $T$ , который включался к концу цикла ускорения и обеспечивал медленный ввод энергии в колебательный контур. При этом радиус равновесной орбиты не уменьшался и поддерживался на уровне  $\sim 7$  см до начала сброса электронов на мишень. Применяя вместо индуктивности в дополнительной цепи параллельный  $LC$  контур с собственной частотой значительно выше частоты силового контура бетатрона, обеспечивался колебательный характер движения радиуса равновесной орбиты, пучок мог многократно касаться мишени, генерируя импульсы гамма-излучения с частотой  $LC$  контура.

## Заключение

Основной недостаток классической схемы бетатрона — квадратичная зависимость энергии магнитного поля и веса электромагнита от радиуса инжекции в бетатроне на потоке рассеяния исключается (5). Увеличение радиуса инжекции в бетатроне выгодно во всех отношениях: увеличивает энергию пучка (1), число частиц в пучке (18), уменьшает проблемы, связанные с синхротронным излучением при энергиях свыше 300 MeV. В БПР управление положением радиуса равновесной орбиты в процессе захвата, ускорения, сброса осуществляется изменением производной магнитного потока в стали и не требуются дополнительных обмоток в межполюсном пространстве, искажающих структуру магнитного поля магнитной ловушки и дополнительных источников питания. Разработанная система питания в БПР многофункциональна, коммутирующие приборы не имеют предельных значений  $di/dt$  и  $dU/dt$  и частотные возможности схемы очень высокие, что позволяет при соответствующем выборе материалов повышать добротность колебательного контура бетатрона, уменьшать величину потерь энергии за цикл ускорения, приближая ее к (11, 12).

Приведем вывод формулы для кинетической энергии в бетатроне (1). Среднее напряжение на витке радиуса вращения (приращение индукции за интервал времени)  $\langle U \rangle = \pi R^2 \Delta B_c / \Delta t$ , время одного оборота  $t_0 = 2\pi R_0 / V = 2\pi R_0 / \beta \cdot c$ ,  $V = c \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$ . За время изменения индукции в круге радиуса  $R$  (время ускорения  $t_0$ ) электрон приобретает потенциал относительно стенок вакуумной камеры  $E_k = \langle U \rangle \cdot \Delta t / t_0$ , а релятивистский фактор в процессе ускорения изменяется от  $\gamma_i$  до  $\gamma$ , и с учетом (9) имеем

$$E_k = c \int_{\gamma_i}^{\gamma} \sqrt{1 - 1/\gamma^2} d\gamma \cdot \Delta B_c \cdot R_0 / 2 = \langle \beta \rangle c B R_0$$

при низковольтной инжекции  $\gamma_i \rightarrow 1$  получаем (1). Значение  $\langle \beta \rangle$  предполагает деление интеграла на интервал интегрирования.

Автор признателен зав. лаб. НИИ Интроскопии при ТПУ В.А. Касьянову за предоставленную возможность экспериментального исследования положений, предложенных в [9], инженерам М.М. Рычкову и А.С. Чертову за помощь в работе.

## Список литературы

- [1] *Ананьев Л.М., Воробьев А.А., Горбунов В.И.* Индукционный ускоритель электронов — бетатрон. М.: Госатомиздат, 1961. 350 с.
- [2] *Москалев В.А.* Бетатроны. М.: Энергоиздат, 1981. 166 с.
- [3] *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы. М.: Атомиздат, 1979. 320 с.
- [4] *Лоусон Дж.* Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980. 439 с.
- [5] *Kerst P.W., Adams J.P., Koch H.W.* // Rev. Sci. Instr. 1950. Vol. 21. N 5. P. 462–480.
- [6] *Васильев В.В., Москалев В.А., Фурман Э.Г.* // ПТЭ. 1979. № 4. С.27–29.
- [7] *Васильев В.В., Милютин Г.В., Фурман Э.Г.* // Изв. вузов. Физика. 1979. № 12. С. 89–90.
- [8] *Лейтес Л.В.* // Электричество. 1978. № 7. С. 45–50.
- [9] *Фурман Э.Г.* Индукционный ускоритель. Патент РФ № 2173035.2000.
- [10] *Касьянов В.А., Фурман Э.Г., Чертов А.С.* // ПТЭ. 2002. № 1. С. 6–11.
- [11] *Саранцев В.П., Перельштейн Э.А.* Коллективное ускорение ионов. М.: Атомиздат, 1979. 320 с.
- [12] *Ананьев Л.М.* // Дефектоскопия. 1968. № 6. С. 43–45.
- [13] *Соколов О.В.* // Тр. III межвуз. конф. Томск: Изд-во ТГУ, 1961. С. 75–78.