

О принципах конструкций и возможном применении ускорителей со сверхсильным магнитным полем, получаемым с помощью взрыва

В. С. ПАНАСЮК, А. А. СОКОЛОВ, Б. М. СТЕПАНОВ

УДК 621.384.639

Применение в ускорительной технике сверхсильных магнитных полей порядка 1 Мгс и более, получаемых с помощью взрыва, позволяет свести к минимуму размеры циклического ускорителя для заданной конечной энергии частиц [1, 2]. При этом возможны два способа получения мегагауссовых полей ускорительной конфигурации: либо за счет сжатия магнитного потока проводящими оболочками, либо за счет возбуждения одновитковых магнитных систем взрывом магнитными генераторами тока [2].

Достигнутый к настоящему времени в СССР и за рубежом уровень техники создания сверхсильных магнитных полей [3] позволяет поставить задачу о практическом их применении в ускорителях. Однако в литературе отсутствует детальное обсуждение возможных конструкций и возможных областей применения ускорителей со сверхсильным магнитным полем. Ниже сделана попытка заполнить этот пробел.

Если в обычных импульсных циклических ускорителях энергоемкость магнита является решающим фактором, определяющим тип магнитной системы и ограничивающим в конечном счете интенсивность и энергию ускорителя, то энергетические возможности взрывом магнитных генераторов позволяют использовать хотя и более энергоемкие, но конструктивно простейшие магнитные системы типа адиабатических двужушек. В результате можно достичь значительной импульсной интенсивности за счет сравнительно большого фазового объема пучка. При разработке конструкции подобных ускорителей естественно потребовать, чтобы системы инжекции, ускорения и выпуска частиц были предельно просты и адекватны магнитной системе ускорителя по размерам и стоимости. Очевидно также, что с точки зрения компактности размеры и вес ускорителя должны быть сопоставимы с соответствующими параметрами взрывом магнитных генераторов.

Динамика частиц в ускорителях рассматриваемого типа посвящена работа [4]. Экспериментальная проверка расчетов проведена на модели ускорителя [5].

Индукционный способ ускорения. Обычно в бетатронах ускорение осуществляется при постоянном радиусе орбиты. Индукционное

ускорение при переменном радиусе требует ускорительной камеры со слишком большой радиальной апертурой. Вследствие этого магнитное поле используется неэффективно, так как ускоряющийся пучок в конце ускорения занимает лишь малую часть его. Однако при получении сверхсильных магнитных полей с помощью сжимающихся металлических оболочек существует возможность сравнительно эффективного индукционного ускорения частиц при размерах магнитного поля, близких к размеру ускоряемого пучка в течение всего цикла ускорения.

Пусть внутри оболочки обеспечена ускорительная конфигурация магнитного поля. Так как отношение квадрата поперечного импульса P к полю H , в котором вращается частица, является адиабатическим инвариантом, то *

$$\frac{P_{\text{н}}^2}{H_{\text{н}}} = \frac{P_{\text{к}}^2}{H_{\text{к}}} \quad (1)$$

С другой стороны, при сжатии цилиндрической или сферической оболочки радиуса R из закона сохранения магнитного потока следует, что

$$\frac{H_{\text{н}}}{H_{\text{к}}} = \frac{R_{\text{к}}^2}{R_{\text{н}}^2} \quad (2)$$

Из (1) и (2), учитывая, что $P \sim Hr$, имеем

$$\frac{P_{\text{к}}}{P_{\text{н}}} = \frac{R_{\text{н}}}{R_{\text{к}}} = \frac{r_{\text{н}}}{r_{\text{к}}} \quad (3)$$

Таким образом, импульс частицы увеличивается пропорционально сжатию оболочки. Если $\Delta r_{\text{н}}$ и $\Delta z_{\text{н}}$ — начальные амплитуды радиальных и вертикальных бетатронных колебаний, то [6]

$$\frac{\Delta r_{\text{н}}}{\Delta r_{\text{к}}} = \frac{\Delta z_{\text{н}}}{\Delta z_{\text{к}}} = \frac{H_{\text{к}}^{1/2}}{H_{\text{н}}^{1/2}}, \quad (4)$$

отсюда с учетом (2) и (3)

$$\frac{r_{\text{н}}}{r_{\text{к}}} = \frac{\Delta r_{\text{н}}}{\Delta r_{\text{к}}} = \frac{\Delta z_{\text{н}}}{\Delta z_{\text{к}}} = \frac{R_{\text{н}}}{R_{\text{к}}} = K,$$

* Индексы «н» и «к» относятся к начальным и конечным значениям соответствующих величин.

где K — коэффициент сжатия. Таким образом, при индукционном ускорении внутри сжимающейся цилиндрической или сферической оболочки соблюдается геометрическое подобие ускоряющегося пучка и радиального размера ведущего магнитного поля. Плотность пучка возрастает пропорционально K^3 .

Высокочастотный способ ускорения. Пусть внутри цилиндрического витка с профилированными внутренними стенками и источником частиц, расположенным по оси витка (рис. 1), с помощью взрывомагнитного генератора тока возбуждается сверхсильное импульсное магнитное поле. Если во внутренней полости витка, используя ее как цилиндрический объемный резонатор, возбудить высокочастотные колебания волны типа H_{111} , то частота и направление высокочастотного поля этого типа колебаний оказываются такими, что могут обеспечить ускорение частиц внутри полости вплоть до релятивистских энергий.

Рассмотрим этот процесс подробнее. Как известно [7], собственная частота цилиндрического объемного резонатора при колебаниях типа H_{111} определяется выражением

$$f_{111} = \frac{c \sqrt{1 + \left(\frac{2l}{3,41R}\right)^2}}{2l} \approx \frac{c}{3,4R} \quad (\text{при } l \gg R), \quad (5)$$

где l и R — длина и радиус цилиндра; c — скорость света. При высокочастотном ускорении

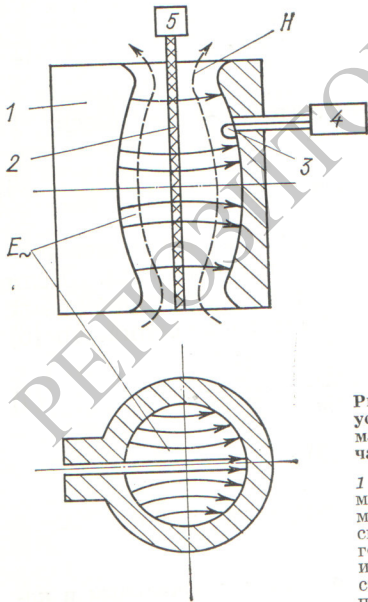


Рис. 1. Схема циклического ускорителя со сверхсильным магнитным полем и высокочастотным ускорением:

1 — виток, формирующий магнитное поле; 2 — плазменный шнур; 3 — узел связи; 4 — высокочастотный генератор; 5 — плазменный инжектор; E — высокочастотное электрическое поле при колебаниях типа H_{111} .

частота вращения равновесной частицы $f = \frac{v}{2\pi r}$ (v — скорость равновесной частицы) должна совпадать с частотой f_{111} ускоряющего поля (условие синхронизма). Отсюда, используя (5), можно получить

$$r = \kappa \beta R; \quad \beta = \frac{v}{c}; \quad \kappa = 0,54. \quad (6)$$

Таким образом, орбита ускоряющейся равновесной частицы должна представлять собой разворачивающуюся спираль с радиусом, пропорциональным β и асимптотически приближающимся при $\beta \rightarrow 1$ к $r = \kappa R$. Подобная траектория, очевидно, может быть обеспечена только при увеличении внутри полости значения магнитного поля в соответствии с выражением

$$\beta E = e H r, \quad (7)$$

где E — полная энергия частицы; e — заряд. Строго говоря, здесь H — поле на радиусе r . Однако для простоты будем считать поле H однородным внутри полости. Из (7) и (6) получаем

$$E = \kappa e H R. \quad (8)$$

Так как $E = M c^2 + T = E_0 + T$, где M — масса частицы, а T — ее кинетическая энергия, то из (8) следует, что ускорение для данного типа частиц возможно только начиная с некоторого значения магнитного поля:

$$H_{\text{нач}} = \frac{M c^2}{\kappa e R}, \quad (9)$$

при котором циклотронная частота вращения нерелятивистской частицы $\omega_{\text{ц}} = \frac{e H_{\text{нач}}}{M c}$ равна круговой частоте ускоряющего поля $\omega_{\text{уск}} = \frac{c}{\kappa R}$.

Из (6), (8), (9) и соотношения $\beta^2 = 1 - \left(\frac{E_0}{E}\right)^2$ находим изменение радиуса равновесной частицы r как функцию H :

$$r(H) = \kappa R \sqrt{1 - \left(\frac{H_{\text{нач}}}{H}\right)^2} \quad \text{при } H \gg H_{\text{нач}}. \quad (10)$$

Описанный способ ускорения можно применять как в качестве основного в ускорителях с неподвижным цилиндрическим магнитом, так и в качестве предварительного этапа ускорения в ускорителях со сжимающимся магнитным потоком, что позволит использовать в этих ускорителях малые энергии инжекции. В последнем случае по аналогии с бетатронным предускорением в синхротроне этот способ можно было бы назвать «синхротронным пре-

дускорением в бетатроне». Один из возможных вариантов бетатрона со сжимающимся магнитным потоком и синхротронным предускорением схематически изображен на рис. 2.

Инжекция и выпуск частиц во взрывных циклических ускорителях. Идеальным вариантом для взрывного ускорителя является отсутствие внешнего инжектора. Для этого по оси ускорительной камеры, являющейся одновременно магнитом и резонатором ускорителя, тем или иным способом формируется плазменный шнур, содержащий выбранные для ускорения частицы. При достижении магнитным полем значения $H = H_{нач}$ частицы под действием высокочастотного напряжения вытягиваются из плазменного шнура и захватываются в фазовый режим. Дальнейшее их ускорение происходит описанным выше способом. Однако в некоторых случаях (например, при ускорении нестабильных частиц и античастиц) внешняя инжекция оказывается единственно возможной. В этих случаях можно использовать многооборотную инжекцию с заполнением области ускорения вдоль силовых линий магнитного поля.

Попытка оценить интенсивность пучка в ускорителе с цилиндрическим одновитковым магнитом показывает несостоятельность традиционного по отношению к ускорителям подхода. Действительно, так как в нашем случае радиус вращения частиц $r \approx 0,5 R$ [см. (6)] и вертикальный размер области ускорения соизмерим с радиусом r , то в силу возможной существенной нелинейности движения резонансы здесь могут не приводить к неограниченному росту амплитуд колебаний и гибели частиц. Из-за очень большого допустимого энергетического разброса, в особенности в бетатронном режиме ускорения, коллективные эффекты и неустойчивости также существенно ослабевают. Подсчет же по известным формулам, оценивающим только пространственный заряд частиц, показывает, что при напряженности высокочастотного поля, равной, например, $5 \cdot 10^5$ в/см, на релятивистской орбите может ускоряться $10^{11} - 10^{12}$ частиц.

Выпуск ускоренных частиц в определенном направлении во взрывном ускорителе с неподвижными стенками магнита не представляет затруднений. Если внутренняя поверхность магнита на некотором азимуте имеет выступ, то после достижения магнитным полем максимума высокочастотное поле выключается и разворачивающийся в спадающем поле пучок частиц соударяется с краем выступа. Так как пробег тяжелых частиц в металлах уже при

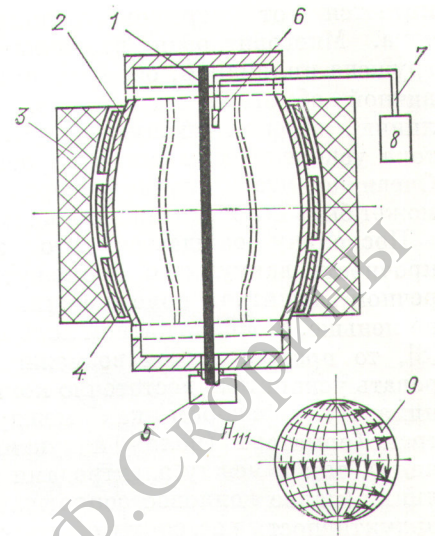


Рис. 2. Взрывной бетатрон со сжимающимся потоком и высокочастотным предускорением:

1 — плазменный шнур; 2 — сжимающаяся оболочка; 3 — взрывчатое вещество; 4 — соленоид начального магнитного поля; 5 — плазменный инжектор; 6 — петля связи; 7 — высокочастотный кабель; 8 — высокочастотный генератор; 9 — распределение высокочастотного поля при колебаниях типа H_{111} ; — — — для H .

кинетической энергии 1 Гэв составляет единицы сантиметров, то рассеянные на краю выступа частицы, сделав несколько оборотов, входят в металл и при достаточной ширине выступа беспрепятственно покидают ускоритель. Магнитное поле внутри металла отсутствует из-за скин-эффекта в стенках магнита и мало вне его.

В ускорителе со сжимающимся магнитным потоком единственной возможностью выпуска ускоренных частиц в заданном направлении является, по-видимому, деформация на заданном азимуте сжимающейся оболочки с помощью специальным образом рассчитанного взрыва. Если к концу ускорения выступающий участок оболочки «догонит» сжимающийся пучок, то, пройдя в области выступа сквозь оболочку, частицы покинут ускоритель.

Ускоритель прямого действия. Помимо рассмотренных выше возможностей циклического ускорения в сверхсильном магнитном поле оказывается целесообразным также и прямое ускорение заряженных частиц.

На рис. 3 изображена возможная конструкция ускорителя прямого действия трансформаторного типа. Одновитковая первичная обмотка

питается от взрывомагнитного генератора тока. Многовитковая вторичная обмотка нагружена цилиндром, образующим вместе с первичной обмоткой низкоомную коаксиальную линию, обеспечивающую получение большого тока ускоренных частиц в коротком импульсе. Очевидно, что в случае ускорения электронов может быть использован автоэмиссионный катод.

Поскольку ожидается, что электрическая прочность вакуумного промежутка при поперечном магнитном поле порядка 10^5 гс и более не меньше, чем в магнитном поле порядка 10^4 гс [8], то представляется возможным сконструировать ускоритель достаточно компактным с минимальным зазором как между обмотками трансформатора (малая индуктивность рассеяния), так и между электродами коаксиальной линии (малое волновое сопротивление). Малая индуктивность рассеяния обмоток позволит получить сравнительно большие токи даже без коаксиальной линии.

Следует отметить, что при экспоненциальном законе нарастания тока во взрывомагнитных генераторах ускоряющее напряжение и поперечное магнитное поле нарастают одновременно. Это обеспечивает необходимую электрическую прочность зазоров в ускорителе в течение всего цикла нарастания тока.

Краткие сведения об эксперименте. Экспериментальная проверка высокочастотного способа ускорения была сделана на электронной модели, питающейся от конденсаторной батареи [5].

Модель устроена следующим образом. Массивный медный виток, являющийся электромагнитом и вакуумной камерой ускорителя, профилировался изнутри так, что во внутренней полости витка формировалось магнитное поле,

аналогичное по форме полю обычной адиабатической ловушки с пробочным отношением, равным приблизительно двум. Одновременно полость витка использовалась как объемный резонатор для получения высокочастотного ускоряющего поля волны типа H_{111} . С этой целью на торцы витка через изолирующие прокладки наклеивались тонкие металлические пластинки, замыкающие на торцах токи высокой частоты. В качестве источника электронов применялась электронная пушка, инжектировавшая вдоль оси витка низковольтный (100 эв) электронный пучок, ионизировавший остаточный газ в приосевой области. На рис. 4 приведен общий вид ускорителя без цепей питания.

Основные параметры модели

Кинетическая энергия электронов на конечном радиусе $R_R = 1,75$ см	2 Мэв
Максимальная индукция магнитного поля в центре витка	4,8 кгс
Длительность цикла ускорения	2 мксек
Напряженность ускоряющего электрического поля	500 в/см
Длина волны ускоряющего поля	11 см

На рис. 5 приведены осциллограммы импульса магнитного поля, огибающей импульса высокочастотного напряжения и импульса тормозного излучения.

Возможные перспективы применения циклических ускорителей со сверхсильным магнитным полем. Постановка вопроса о получении рассмотренными методами частиц сверхвысоких энергий является весьма проблематичной [2]. Требуемая энергия в этом случае приближается к энергии термоядерного взрыва.

Однако есть частная область, применение взрывных ускорителей в которой для экспериментов по физике сверхвысоких энергий представляется целесообразным. Речь идет о встречных пучках вторичных нестабильных частиц с зарядами разных знаков, ускоряемых индукционным методом при сжатии проводящей оболочки. Поперечные размеры области ускорения рассмотренных выше конструктивных схем сравнимы с релятивистским радиусом частиц. Поэтому в ускорение можно захватывать вторичные пучки с очень большим угловым и энергетическим разбросом. Большой набор энергии за оборот позволит использовать эти ускорители для увеличения энергии мюонов (собственное время жизни $2,2 \cdot 10^{-6}$ сек) и даже π^\pm -мезонов (собственное время жизни $2,5 \times 10^{-8}$ сек). Возрастание плотности пучка, пропорциональное кубу коэффициента сжатия,

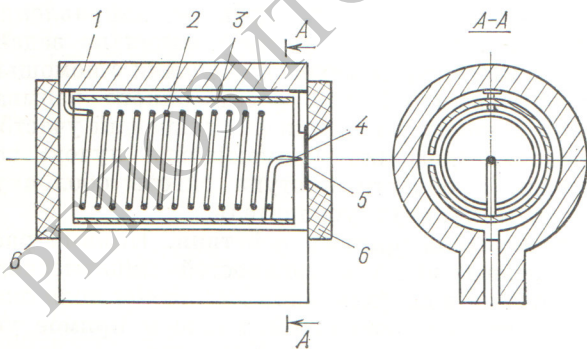


Рис. 3. Взрывной ускоритель прямого действия:

1 — виток с вакуумированной полостью; 2 — вторичная обмотка; 3 — металлический цилиндр, разрезанный по образующей; 4 — автоэмиссионный катод; 5 — окно из фольги; 6 — крышки из диэлектрика.

чрезвычайно существенно для встречных пучков.

Сделаем некоторые количественные оценки. Пусть конечный объем магнитного поля проводящей цилиндрической оболочки равен, например, 1 л (диаметр 10 см, высота 12 см), а конечная индукция равна $5 \cdot 10^6$ гс. Энергия магнитного поля при этом составит 100 Мдж. Чтобы получить такую энергию, необходимо взорвать не менее 300 кг тринитротолуола [3]. Исходя из начальных размеров апертуры, следует считать конечный радиус орбиты сформировавшихся пучков равным половине конечного радиуса оболочки. Тогда энергия мюонов в каждом из пучков составит $\sim 3,75$ Гэв, относительная энергия встречных пучков — 300 Гэв [6]. Найдем величину напряженности ускоряющего электрического поля, при которой частица со временем жизни t_0 в состоянии покоя в режиме ускорения живет неограниченно долго. Как известно,

$$t = t_0 \gamma, \quad (11)$$

где t — время в лабораторной системе отсчета; $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = E/E_0$ [12]. Следовательно, $t = t_0 \frac{E}{E_0}$, а при релятивистской скорости выраженное через импульс

$$t \approx t_0 \frac{cP}{E_0}. \quad (12)$$

Дифференцируя (12), можно получить

$$\frac{t_0 c}{E_0} \frac{dP}{dt} \approx 1. \quad (13)$$

Поскольку $\frac{dP}{dt} = e\mathcal{E}$ (\mathcal{E} — напряженность электрического поля) и $E_0 = Mc^2$, получаем

$$\mathcal{E} \approx \frac{Mc}{et_0}. \quad (14)$$

Подставляя величины, соответствующие π -мезону ($\frac{M}{e} \approx 1,5 \cdot 10^{-9}$ кг/к и $t_0 = 2,5 \cdot 10^{-8}$ сек), находим $\mathcal{E} \approx 1,8 \cdot 10^5$ в/см. При приведенных здесь величинах индукции и радиуса орбиты (соответственно $5 \cdot 10^6$ гс и 2,5 см) и скорости движения оболочки 20 км/сек [2] находим $\mathcal{E} \approx 10^5$ в/см. Таким образом можно получить напряженность электрического поля, близкую к требуемой для ускорения π -мезонов и приблизительно в 10^2 раз ($t_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ сек) большую, чем необходимо для ускорения мюонов. Потеря энергии на синхротронное излуче-

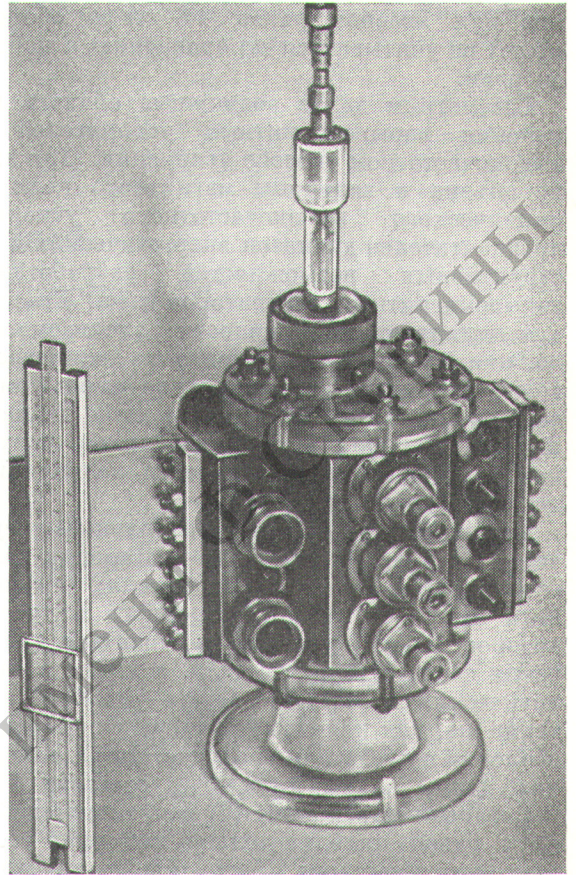


Рис. 4. Модель ускорителя без цепей питания и насоса.

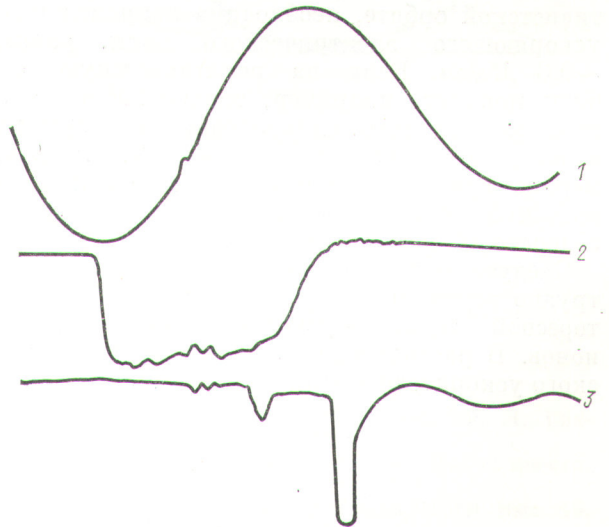


Рис. 5. Осциллограммы:

1 — импульса магнитного поля; 2 — огибающей импульса высокочастотного напряжения; 3 — импульса тормозного излучения.

ние для мезонов равна ~ 8 кэв за оборот и может не учитываться по сравнению с набором энергии.

Рассмотрим далее возможные области применения взрывомагнитных ускорителей при высокочастотном способе ускорения. При выборе объема и величины магнитного поля для циклического высокочастотного ускорения предпочтителен диапазон энергетических и конструктивных возможностей разработанных взрывомагнитных генераторов тока. Резонансная длина волны полости электромагнита должна выбираться в диапазоне дециметровых волн. Последнее обстоятельство имеет немаловажное значение, поскольку в этом диапазоне имеется большой выбор источников импульсной высокочастотной мощности величиной до десятков мегаватт.

Малый радиус орбиты при большой энергии частиц делает естественной постановку задачи генерирования в таких ускорителях интенсивного импульсного синхротронного излучения, которое может с успехом применяться для изучения свойств твердого тела, а также в метрологических целях [9]. Пусть размеры витка такие же, как конечные размеры сжимающейся оболочки в предыдущем случае. Тогда резонансная длина волны типа H_{111} составит 11 см.

Согласно выражению (6) релятивистский радиус равен приблизительно половине геометрического и составит 2,5 см. Энергия электронов при индукции, например, 10^6 гс равна 0,8 Гэв, а излучение за оборот — 1,3 Мэв. Чтобы удерживать электроны при этом излучении на релятивистской орбите, необходима напряженность ускоряющего электрического поля, равная $\sim 0,3$ Мв/см. Если на релятивистскую орбиту попадут, например, только 10^6 электронов, то мощность синхротронного излучения в импульсе длительностью ~ 3 мксек (примерное время основного нарастания и удержания магнитного поля во взрывомагнитном генераторе) составит 4 Мет.

Следует остановиться на технически более трудно осуществляемой, но принципиально интересной задаче — ускорении многозарядных ионов. В рассмотренной конструкции циклического ускорителя в отличие от обычного цикло-

трона [10] открытый столб плазмы должен быть прозрачным для ускоряющегося высокочастотного поля. Это объясняется тем обстоятельством, что радиусы первых оборотов тяжелых частиц имеют порядок сотых долей миллиметра, и, следовательно, при обычно принятых поперечных размерах столба плазмы источника ускорение должно происходить внутри него. Более того, циклотронный режим при этих обстоятельствах формулируется задолго до выхода иона за пределы плазмы. Поэтому из источника не будут выходить ионы с малой зарядностью (нерезонансное e/M), как в обычном циклотроне, где высокочастотным полем извлекаются частицы независимо от значения e/M . Вследствие этого резко падает число малозарядных частиц, из которых образуются многозарядные ионы.

Проведем некоторые оценки. Для высокочастотного поля с длиной волны 11 см и типичного для многозарядных ионов отношения $e/M \approx 0,2$ резонансное циклотронное магнитное поле должно равняться 5 Мгс. Энергия, например, восьмизарядного аргона, начавшего ускорение из центра, на границе столба плазмы диаметром 5 мм составит ~ 100 Мэв, а энергия на релятивистском радиусе порядка 30 Гэв.

Поступила в Редакцию 4/VI 1971 г.
В окончательной редакции 17 / III 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. П. Терлецкий. ЖЭТФ, 32, 1396 (1961).
2. А. Д. Сахаров. «Успехи физ. наук», 88, 725 (1966).
3. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
4. А. В. Грызлов и др. «Ж. техн. физ.», № 1 13 (1972).
5. А. В. Грызлов и др. Доклад на II Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц. (Москва, 11—18 ноября 1970 г.)
6. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
7. И. В. Лебедев. Техника и приборы СВЧ. М., «Высшая школа», 1970.
8. Р. Б. Бакшт, Г. А. Месяц. «Изв. вузов. Физика», № 7, 144 (1970).
9. Р. Годвин. «Успехи физ. наук», 101, вып. 3, 493 (1970).
10. В. С. Панасюк. «Атомная энергия», 3, № 10, 340 (1957).