

К- 589

18/xi-69



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

9-4715

**И.В.Кожухов, А.Б.Кузнецов, Ю.В.Муратов,
В.П.Рашевский, П.И.Рыльцев, В.П.Саранцев**

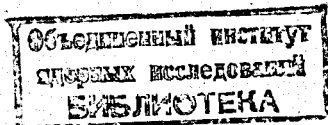
**МАГНИТНОЕ ПОЛЕ МОДЕЛИ АДГЕЗАТОРА
(адиабатического генератора заряженных торов)**

Дубна 1969

9-4715

И.В.Кожухов, А.Б.Кузнецов, Ю.В.Муратов,
В.П.Рашевский, П.И.Рыльцев, В.П.Саранцев

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ МОДЕЛИ АДГЕЗАТОРА
(адиабатического генератора заряженных торов)



§ 1. Требования к магнитному полю

Одним из важнейших моментов коллективного ускорения /1/ является получение электронного сгустка большой плотности минимальных размеров. Такой сгусток можно получить в виде кольца небольшого диаметра путем инжекции электронов на орбиту большого радиуса в мягкофокусирующее поле, обычное для ускорителей, и сжатия полученного кольца по диаметру до требуемых размеров под действием магнитного поля, медленно нарастающего во времени. Такое сжатие, естественно, будет сопровождаться набором энергии пучка частиц, что приводит к уменьшению сил кулоновского расталкивания. Амплитуды колебаний частиц около мгновенных орбит затухают и конечное сечение кольца может быть получено достаточно малым.

Сжатие орбиты кольцевого заряженного сгустка возможно при положительной разнице между моментом количества движения электронов при их вращении по орбите радиуса R и моментом количества движения, сообщаемого электронам ускоряющим вихревым электрическим полем, т.е. когда

$$m R v_{\theta} - \frac{e}{2c} R^2 \bar{\Pi}_z > 0. \quad (1)$$

Здесь e , m , v_θ - заряд, масса и скорость электрона; R - радиус орбиты; \bar{H}_z - средняя напряженность магнитного поля внутри орбиты с радиусом R .

Устойчивое движение электронов в магнитном поле бетатронного типа, как известно ^{/2/}, будет возможным на любых радиусах в плоскости, где радиальная составляющая магнитного поля $H_r = 0$, при условии, что в этой плоскости справедливо соотношение

$$0 < - \frac{R}{H_z} \cdot \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial R} < 1. \quad (2)$$

Данное условие устойчивого движения электронов в основном определяется характером пространственного распределения магнитного поля и позволяет сформулировать требования к нему.

Для выполнения неравенства (2) необходимо, чтобы магнитное поле убывало с радиусом. В этом случае, если магнитное поле изменяется в зависимости от радиуса по закону

$$H_z = H_{0z} \left(\frac{R_0}{R} \right)^n = \frac{\text{const}}{R^n}, \quad (3)$$

то величина средней напряженности магнитного поля в круге радиуса равновесной орбиты определяется как

$$\bar{H}_{0z} = \frac{\Phi_0}{\pi R_0^2} = \frac{2}{2-n} H_{0z}; \quad (4)$$

т.е. отношение средней напряженности в круге радиуса равновесной орбиты к напряженности магнитного поля на равновесной орбите меньше двух, что является необходимым условием для пространственного распределения магнитного поля модели адгезатора.

Формирование магнитного поля модели адгезатора проводилось с учетом собственного поля заряженного кольца. Квадраты безразмерных частот свободных колебаний (число колебаний за один оборот) ^{/3/} для движения пробной частицы в совокупном поле (внешнем и собственном) при нулевом энергетическом разбросе в пучке имеют вид:

$$\nu_r^2 = (1-n)_{\text{эф}} = (1-n)(1+\mu P) - \mu \left[\frac{4}{\gamma_{\perp}^2 \beta_{\perp}^2 a_r (a_z + a_r)} + \frac{P}{2} \right], \quad (5)$$

$$\nu_z^2 = n_{\text{эф}} = n(1+\mu P) - \mu \left[\frac{4}{\gamma_{\perp}^2 \beta_{\perp}^2 a_z (a_z + a_r)} + \frac{P}{2} \right]. \quad (6)$$

Здесь n - показатель спада магнитного поля, a_z и a_r - полуоси тора соответственно в z и r направлениях, отнесенные к большому радиусу кольца;

$$P = 14 \ell_n^2 - \ell_n [8(a_z + a_r)]^2 \quad (7)$$

(величина P слабо зависит, как видно из (7), от $(a_z + a_r)$ и для выбранных параметров модели адгезатора $P_{\text{min}} \approx 9$, $P_{\text{max}} \approx 13$);

$$\beta_{\perp} = \frac{\omega R}{c}; \quad \gamma_{\perp} = (1 - \beta_{\perp}^2)^{-1/2}; \quad \mu = \frac{\nu_e}{\gamma_{\perp}} = \frac{N_e}{2\pi R} \cdot r_e;$$

N_e - полное число электронов в кольце;

$$r_e = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

(знак \perp относится к азимутальному движению кольца). При ускорении кольца электронов вихревым полем, то есть в процессе адиабатического сжатия его, и при постоянном значении количества частиц в кольце (N_e) приблизительно остаются постоянными величины /3/

$$\gamma_{\perp}^2 \beta_{\perp}^2 R^2 a_r (a_z + a_r) \quad \text{и} \quad \gamma_{\perp}^2 \beta_{\perp}^2 R^2 a_z (a_z + a_r).$$

Из (6) видно, что для удовлетворения условия $n_{\text{эф}} > 0$ в процессе адиабатического сжатия пучка необходимо, чтобы n спадало медленнее, чем R^2 . Если n удовлетворяет этому условию, то $n_{\text{эф}}$ вначале растет, а затем начинает падать и на радиусах, где $n \geq \frac{\mu P}{2}$, стремится к нулю.

Таким образом, рабочей зоной в этом случае можно считать область радиусов, где $\frac{\mu R}{2} < n \approx 0,5$. На границах этой области $n_{\text{эф}}$ минимально и близко к нулю. В этом случае величина $\nu_r(R)$ растет, изменяясь в пределах

$$\nu_{rH} \leq \nu_r \leq \nu_{rk} \quad (8)$$

где $\nu_{rH} \ll 1$ - начальное значение; $\nu_{rk} \lesssim 1$ - конечное значение. Значение же величины ν_z остается в процессе сжатия значительно меньше единицы.

При сжатии кольца ν_z и ν_r изменяются и проходят ряд резонансных значений. Резонансы в направлении увеличения частоты считаются неопасными ^{4/}, так как увеличение поперечного сечения пучка под действием резонанса приводит к увеличению частоты колебаний и, следовательно, к прохождению через резонанс. Прохождение резонанса в направлении уменьшения частоты является опасным, так как в этом случае действие резонанса может затягивать пучок в резонанс, и только в случае быстрого прохождения можно ожидать, что существенного увеличения размера пучка не произойдет.

При малом значении $n (n \approx 0,05)$ на конечном радиусе ускорения $\nu_{zk} \approx 0,22$, и очевидно, что для избежания опасных прохождений резонансов желательно обеспечить во всей области ускорения $\nu_z = \nu_{zk} \ll 1$. Верхняя граница ν_z определится из исключения опасных резонансных зон ускорения, где $\nu_z = \frac{1}{2}; \frac{1}{3}; \frac{1}{4}$. Исходя из изложенного, можно сказать, что для обеспечения устойчивого состояния кольца ν_z должно удовлетворять определенным требованиям:

$$0,1 < \nu_z < 0,25, \quad (9)$$

и тогда закон изменения n в области $R_0 > R > R_k$ можно получить из условия

$$\nu_z^2 = \frac{\nu_{zk}^2 + \nu_{zH}^2}{2} = \nu_{z0}^2 \approx 0,032. \quad (10)$$

Если положить начальное значение $n_0 \approx 0,5$ и считать, что выполняются определенные требования к пучку, т.е.

$$\frac{2\mu}{\gamma_{\perp 0}^2 \beta_{\perp 0}^2 a_{z0}^2} = n_0 (1 + \mu P) - \nu_{z0}^2 - \mu \frac{P}{2} \approx 0,5 - \nu_{z0}^2, \quad (11)$$

то закон изменения n от R можно записать в виде

$$n = n_0 x^2 + \frac{\frac{\mu_0 P}{2} + \nu_{z0}^2}{1 + \mu_0 P} (1 - x^2), \quad (12)$$

где $x = \frac{R_0}{R}$ (R_0 - начальный радиус ускорения); отклонения от этого закона должны удовлетворять условию

$$|\delta n| < \frac{\nu_{zH}^2 - \nu_{zk}^2}{2} \approx 0,026. \quad (13)$$

Может оказаться, что величина

$$U = \frac{2\mu}{\gamma_{\perp 0}^2 \beta_{\perp 0}^2 a_{z0}^2} \neq U_0 = 0,5 - \nu_{z0}^2, \quad (14)$$

тогда закон изменения ν_z^2 имеет вид (при выполнении (12))

$$\nu_z^2 = \nu_{z0}^2 + \delta U (x)^2 - \frac{\delta \mu \cdot P}{2}, \quad (15)$$

где $\delta U = U_0 - U$ и $\delta \mu = \mu - \mu_0$. Для того чтобы не произошло затягивания пучка в резонанс, необходимо, чтобы изменение частоты колебаний в результате увеличения размера поперечного сечения после прохождения резонанса было существенно меньше ширины резонансной полосы $\delta \nu_{\text{рез}}$, т.е.

$$\frac{\delta a_z}{a_z} \ll \delta \nu$$

откуда можно получить допуски на опасные возмущения магнитного поля.

Так, для обеспечения прохождения резонанса с $\nu_z = \frac{1}{2} / 3$ при $dH/dt = 4 \cdot 10^7 \frac{\text{эрсред}}{\text{сек}}$ необходимо, чтобы амплитуда первой гармоники показателя спада магнитного поля была $\delta n_1 < 2 \cdot 10^{-4}$, что практически трудновыполнимо. Для обеспечения прохождения резонанса с $\nu_z = \frac{1}{3}$ при том же dH/dt необходимо, чтобы величина $\frac{R^2}{H_z^2} \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial R^2}$ была $< 10^{-2}$. Этот допуск возможен, и поэтому резонанс с $\nu_z = \frac{1}{3}$ можно считать неопасным. Таким образом, для устойчивого движения заряженного кольца должно быть (при условии $dH/dt = 4 \cdot 10^7 \frac{\text{эрсред}}{\text{сек}}$) $\nu_z < \frac{1}{2}$, что накладывает жесткие требования на параметры инжектируемого пучка. Данное ограничение устраняется, если прохождение резонанса с $\nu_z = \frac{1}{2}$ будет происходить при наличии форсированного поля, где dH/dt на порядок или более выше ранее указанных значений, и где можно попытаться выдержать допуски на δn_1 ($\delta n_1 < 2 \cdot 10^{-3}$).

Вышеизложенное рассмотрение движения пучка в магнитном поле с учетом собственных сил дало возможность выбрать оптимальную зависимость n от радиуса, при которой можно избежать опасного прохождения резонансов. Такая зависимость дана на рисунке 1. Магнитное поле модели адгезатора представляет собой совокупность двух полей - постоянного магнитного поля, обеспечивающего образование замкнутого кольца электронов, и импульсного магнитного поля, которое обеспечивает вихревое ускорение кольца и его адиабатическое сжатие. Рассмотрим временную зависимость импульсного магнитного поля.

Импульсное магнитное поле при использовании однооборотной инжекции (время одного оборота при энергии электронов 0,5 МэВ и радиусе инжекции $R_0 = 37$ см равно $8,5 \cdot 10^{-9}$ сек) должно включаться с точностью в несколько наносек, и для быстрого отвода кольца электронов от инфлектора иметь крутой передний фронт. Через несколько десятков наносекунд (порядка 8-9 оборотов), т.е. после окончания процесса быстрого сжатия скорость нарастания импульсного магнитного поля уменьшается примерно в десять раз (для адиабатического сжатия кольца) и через 100-200 микросекунд напряженность магнитного поля в области ускорения должна достигать нескольких килоэрсед. Таким образом, импульсное магнитное

поле, в свою очередь, должно состоять из двух частей - "быстрого" поля для обеспечения отвода пучка от инфлектора и "медленного" поля - для адиабатического сжатия кольца электронов до малых размеров.

На рис. 2 дано временное распределение магнитного поля. Исходя из вышеизложенного, можно, наконец, сформулировать общие требования к магнитному полю модели адгезатора, которые сводятся к следующему:

1. Для обеспечения устойчивого движения кольца электронов зависимость показателя спада магнитного поля от радиуса ускорения должна быть близкой к зависимости, данной на рис. 1.

2. Импульсное магнитное поле в начальный момент времени должно иметь большую скорость нарастания, дающую возможность отвода пучка электронов от инфлектора за один оборот на 10 мм, и включаться с точностью $\pm 3+5$ нсек (момент времени τ_1 на рис. 2).

3. Процесс быстрого сжатия, который длится на протяжении 8-10 оборотов электронного кольца, должен заканчиваться в момент τ_2 (рис. 2), задаваемый с точностью ± 10 нсек.

4. Напряженность магнитного поля в области конечного радиуса ускорения ($R_k \approx 5$ см) должна достигать $\approx 4,5$ килоэрстеда за время 100+200 мксек.

§2. Формирование магнитного поля модели адгезатора

При формировании магнитного поля нами был применен графо-аналитический метод /5/ определения показателя спада магнитного поля. Измерения проводились с помощью измерительной катушки.

При внесении индукционного датчика в переменное магнитное поле на зажимах его появляется эдс индукции, которая в случае синусоидального изменения напряженности магнитного поля H равна /6/

$$\mathcal{E} = ws \omega H_m \cos \omega t \cos \phi, \quad (16)$$

где H_m - амплитудное значение напряженности магнитного поля; ws - площадь витков индукционного датчика; ω - круговая частота магнит-

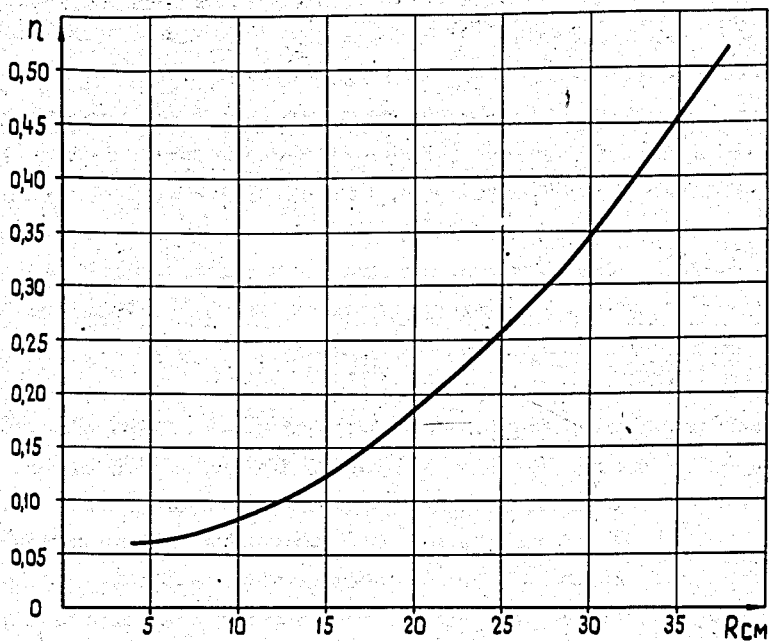


Рис. 1. Оптимальная зависимость показателя спада магнитного поля от радиуса.

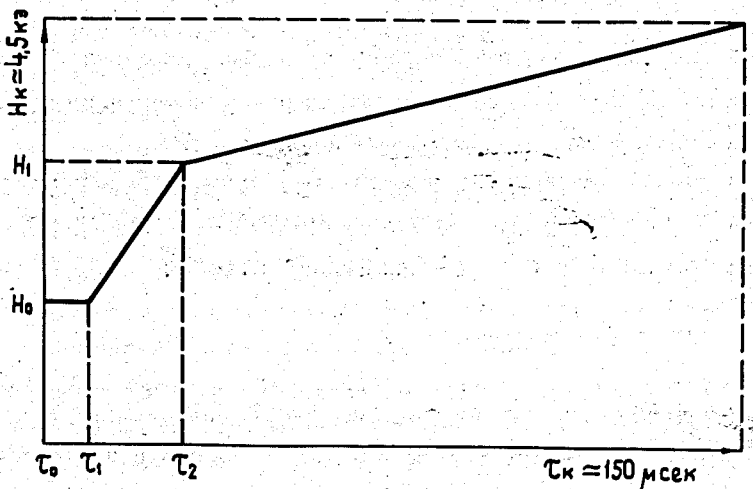


Рис. 2. Схематичное временное распределение магнитного поля модели адгезатора.

ного поля; ϕ - угол между направлением вектора напряженности магнитного поля H и нормалью к плоскости витков рамки. Для получения максимальной эдс \mathcal{E} на выходе датчика следует располагать плоскость его витков перпендикулярно направлению магнитного поля.

Как следует из (16), амплитуда возникающей эдс пропорциональна не только измеряемой напряженности поля H_m , но и частоте ω . Частотная зависимость эдс в этом случае не компенсировалась, поскольку относительные измерения напряженности магнитного поля давали полную картину пространственного распределения.

Так как импульс "быстрого" магнитного поля имеет широкий частотный спектр, формирование поля проводилось на нескольких частотах. Для этой цели был собран генератор синусоидального напряжения, работающий на частотах 0,1; 0,2; 0,5; 1,0 МГц с током нагрузки до 5 а.

Индикация сигнала с измерительной катушки проводилась с помощью осциллографа чувствительностью 1 мВ/см, который позволял производить единичные измерения с точностью не хуже 1,5%.

Формирование магнитного поля проводилось при полном токе через обмотки от генератора ПН-550, работающего со стойкой стабилизации БТ-4. Измерения в этом случае проводились прибором с пермалловым датчиком. Результаты измерений полностью совпадают с расчетными; точность единичных измерений в этом случае не хуже 0,2%.

Как уже говорилось выше, магнитное поле адгезатора складывается из:

- а) постоянного магнитного поля,
- б) импульсного "быстрого" поля,
- в) импульсного адиабатического (медленно меняющегося во времени) магнитного поля.

Временной характер зависимости магнитного поля модели адгезатора дан на рис. 2.

Так как на начальном периоде ускорения форма поля в основном определяется формой постоянного магнитного поля, то показатель спада постоянного магнитного поля n в начальной рабочей зоне ускорения, согласно зависимости, показанной на рис. 1, должен лежать в пределах $0,05 \leq n \leq 0,5$.

Расчеты, проделанные по таблицам /7/, показали, что к такому условию близка форма поля, создаваемая катушками с отношением $z/R_k = 0,5$ или близким к этому значению (рис.3), где R_k - радиус катушки, равный 560 мм, а z - расстояние от средней плоскости катушки до медианной геометрической плоскости камеры адгезатора.

Как видно из рис. 3, область значений n , ограниченная параллелограммом A_1, B_1, C_1, D_1 , полностью удовлетворяет вышеуказанному требованию (абсцисса диагонали BD соответствует значению начального радиуса ускорения). За рабочее распределение постоянного магнитного поля модели адгезатора выбрано распределение, данное кривой 3 (рис. 3).

Постоянное магнитное поле создается двумя катушками, изготовленными из медной трубки $\phi 12 \times 1,5$ мм и охлаждаемыми водой. Каждая катушка содержит по 12 витков; катушки запитаны последовательно.

При геометрической установке катушек относительно медианной плоскости с точностью 1% азимутальные неоднородности постоянного магнитного поля малы ($\approx 0,2\%$); медианная магнитная и медианная геометрическая плоскости совпадают. Общая азимутальная неоднородность и положение медианной плоскости в основном будут определяться импульсным магнитным полем.

Импульсное магнитное поле создается с помощью четырех витков, расположенных внутри камеры (рис. 4). На указанном рисунке размеры витков и их геометрическое расположение даны для оптимального пространственного распределения магнитного поля. Минимальное количество витков выбрано из учета образования ими минимальной индуктивности. С этой же точки зрения витки запитываются параллельно при последовательном соединении с каждой стороны (позиция 3 и 5 рис. 4). Такое соединение витков дает выигрыш в два раза в амплитуде магнитного поля по отношению к последовательному соединению всех 4-х витков при одном и том же напряжении источника питания.

Для выполнения требований к форме магнитного поля, поставленных ранее, магнитное импульсное поле формировалось сначала на частоте 50 гц. Затем с помощью экранов /8/, расположение которых показано на рис. 4, магнитное поле формировалось на высоких частотах близким

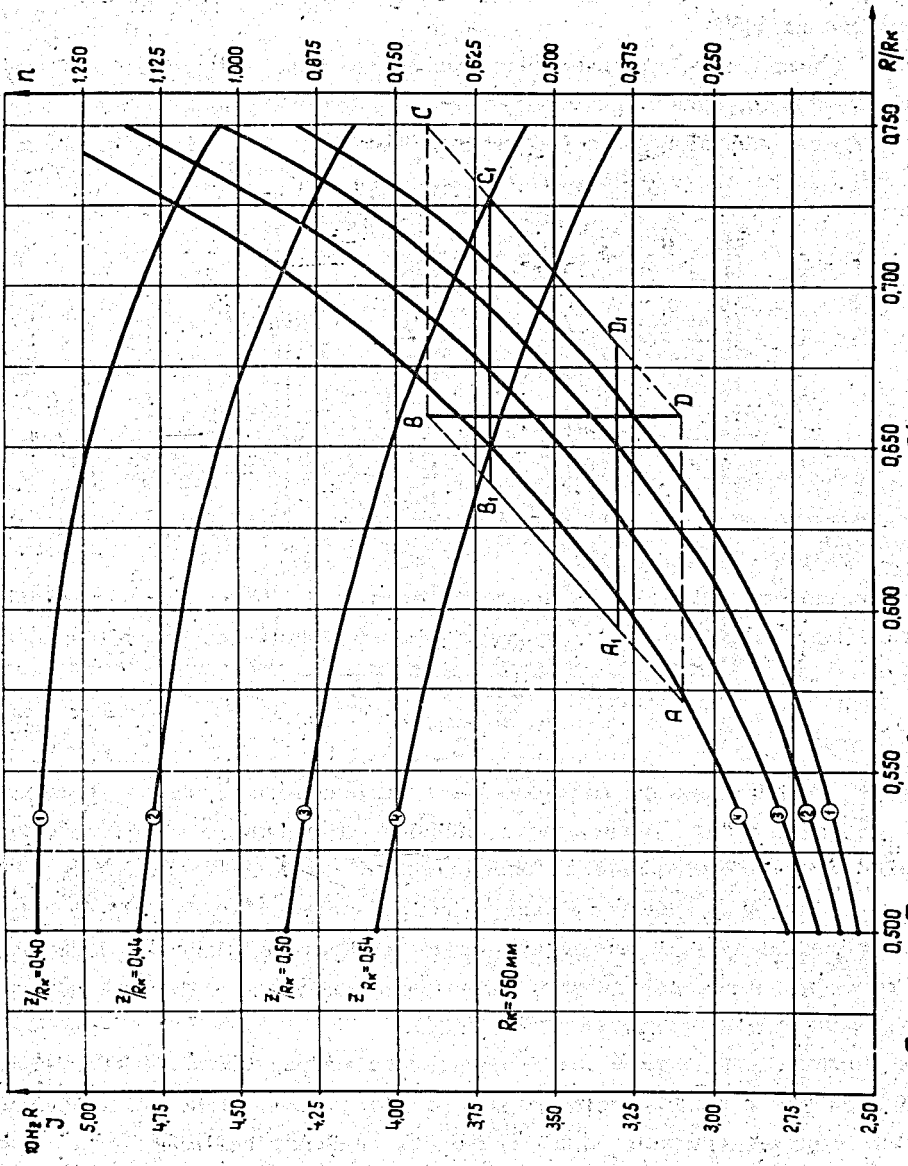


Рис. 3. Графики зависимости n от R/r_k

к распределению на частоте 50 гц. На рис. 5 даны кривые - одна для частоты 50 гц, другая - для высоких частот. Следует отметить, что распределения магнитного поля на частотах 1,5 - 2,0 и 500 кгц отличаются примерно на 1,5%.

В связи с тем, что суммарное магнитное поле, действующее на электронное кольцо, складывается из постоянного и импульсного поля, то обшая z -вая составляющая магнитного поля H_z и показатель спада n в этом случае будут определяться выражениями:

$$H_z = H_z^{\approx} + H_z^{\approx} \quad (17)$$

$$n = - \frac{R}{H_z^{\approx} + H_z^{\approx}} \left(\frac{\partial H_z^{\approx}}{\partial R} + \frac{\partial H_z^{\approx}}{\partial R} \right) \quad (18)$$

В начальной области ускорения n будет определяться в основном только формой постоянного магнитного поля, так как в этой области $H_z^{\approx} \gg H_z^{\approx}$. На конечном радиусе ускорения n уже определяется формой импульсного магнитного поля.

Значения $n(R)$ для суммарного поля (рис. 6) с учетом временной зависимости импульсного магнитного поля вычислялись из соотношения

$$H_z = H_{z0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \quad (19)$$

где H_{z0} - значение постоянного поля на начальном радиусе ускорения.

На рис. 7 даны зависимости значений импульсного магнитного поля в относительных единицах на определенных радиусах от азимута. Как видно из рисунка, большая неоднородность проявляется на начальных радиусах ускорения в месте расположения инфлектора, меньшая неоднородность наблюдается на углах соединения витков. На внутренних радиусах неоднородность практически отсутствует.

Значения показателя спада суммарного магнитного поля для выбранных радиусов в зависимости от угла с учетом азимутальных неоднородностей импульсного поля даны на рис. 8. Значения гармоник δn_z , полученные путем разложения в ряд Фурье $n(\phi)$, представлены на рис. 9.

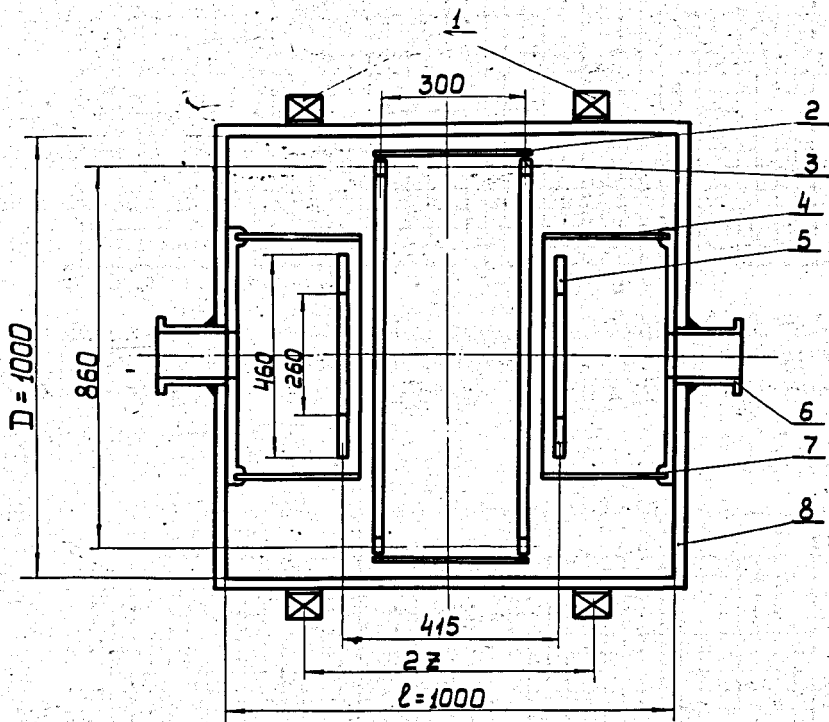


Рис. 4. Камера модели адгезатора в разрезе.
 1-обмотки постоянного поля, 2-экран больших витков,
 3-большие витки импульсного поля, 4-экран малых
 витков, 5-малые витки импульсного поля, 6-патру-
 бок, 7-держатель экрана, 8-камера

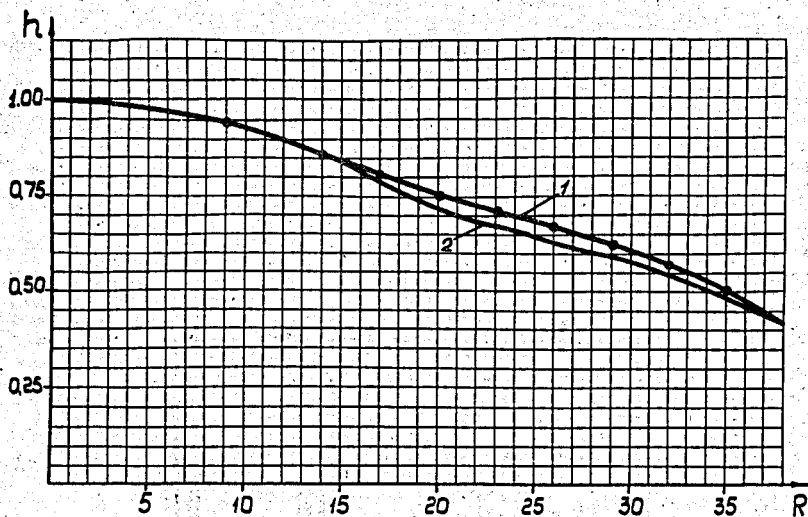


Рис. 5. Распределение магнитного поля внутренних витков: 1- на частоте 50Гц (расчетные и экспериментальные точки совпадают), 2- на частоте 0,5 МГц (экспериментальная кривая).

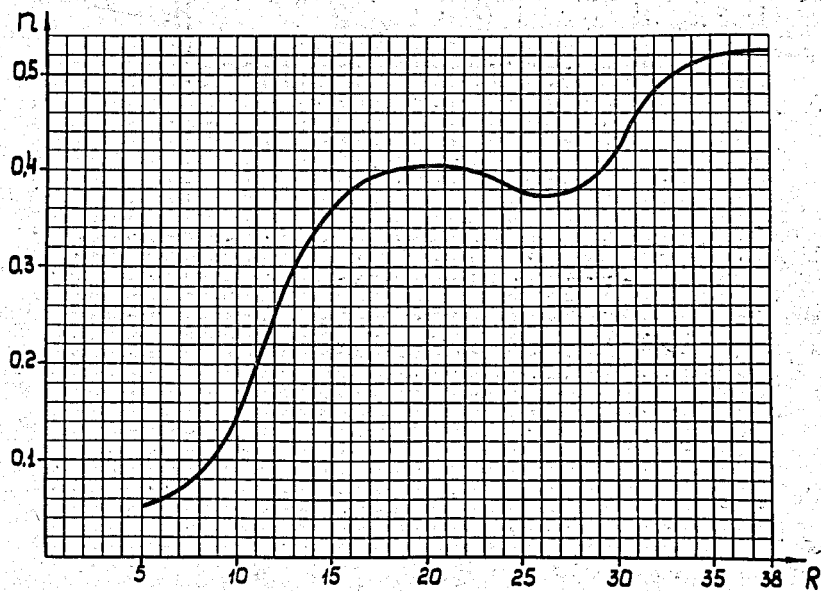


Рис. 6. Зависимость показателя спада магнитного поля от радиуса для суммы двух полей.

Положение медианной плоскости импульсного и постоянного магнитного поля для начального радиуса ускорения показано на рис. 10, и так как в этой области ускорения значение постоянного магнитного поля больше импульсного, то истинное положение медианной плоскости имеет разброс ± 2 мм. Колебание медианной плоскости на внутренних радиусах меньше данной величины. Такое колебание вполне допустимо, т.к. ожидаемые начальные размеры пучка должны быть значительно больше указанных значений.

Итак, анализируя результаты формирования магнитного поля модели адгезатора, видим, что сформированное поле удовлетворяет поставленным выше требованиям, поскольку для экспериментально полученной зависимости $n(R)$ (рис. 6) $n_{эф}$ во всей области ускорения остается величиной положительной.

§3. Система питания витков импульсного магнитного поля

Расчет скорости изменения магнитного поля за оборот для обеспечения необходимой "промашки" можно провести, используя уравнения [3/:

$$\dot{R} = \frac{R}{\Pi_s (1-n)} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{H}_s}{\partial t} - \frac{\partial \Pi_s}{\partial t} \right). \quad (20)$$

$$\Pi_s = - \frac{m_e c^2 \beta_s \gamma_{\perp}}{eR} (1 + \mu P). \quad (21)$$

$$\Delta (m_e c^2 \gamma_{\perp}) = \frac{|e| \pi R^2}{c} \cdot \frac{\partial H_s}{\partial t} \quad (22)$$

и полагая, что для выбранного закона распределения магнитного поля модели адгезатора соотношение (4) выполняется в данном случае с точностью не хуже 2%.

Инжектируя пучок в камеру адгезатора с $\gamma_{\perp 0} = 2$ на радиус $R_0 = 37$ (начальный радиус ускорения) и требуя отвода пучка за оборот на 1 см, находим, что прирост поля должен составлять:

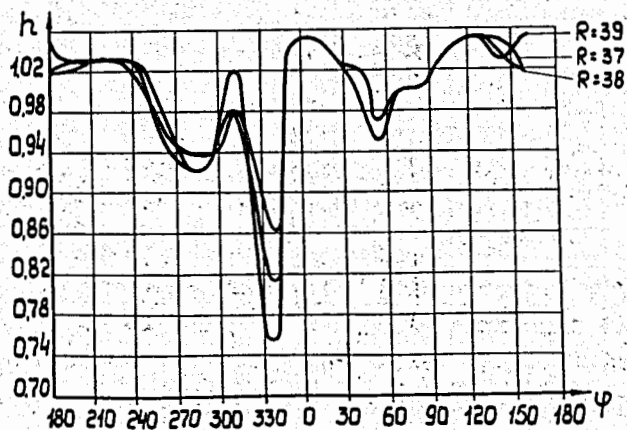
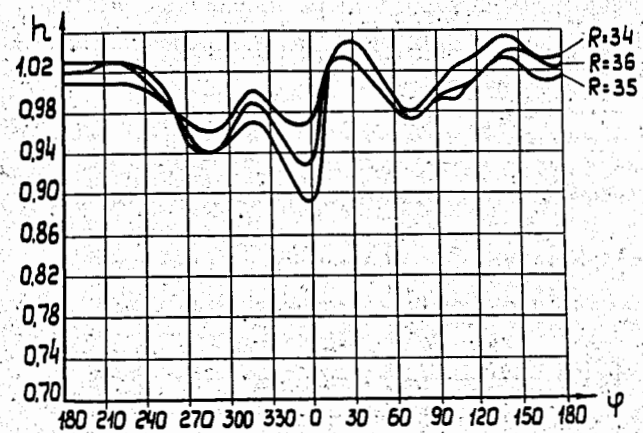
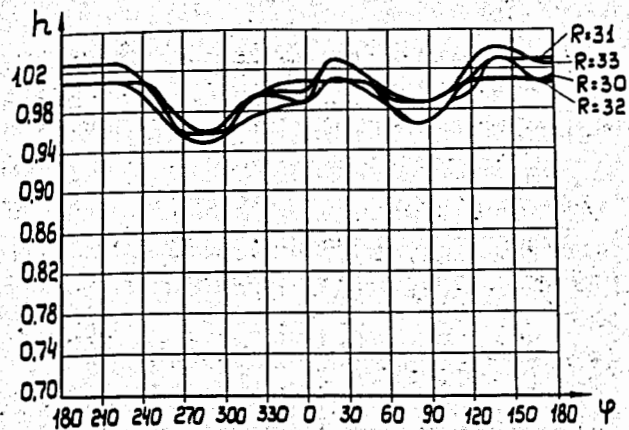


Рис. 7. Азимутальные неоднородности импульсного магнитного поля.

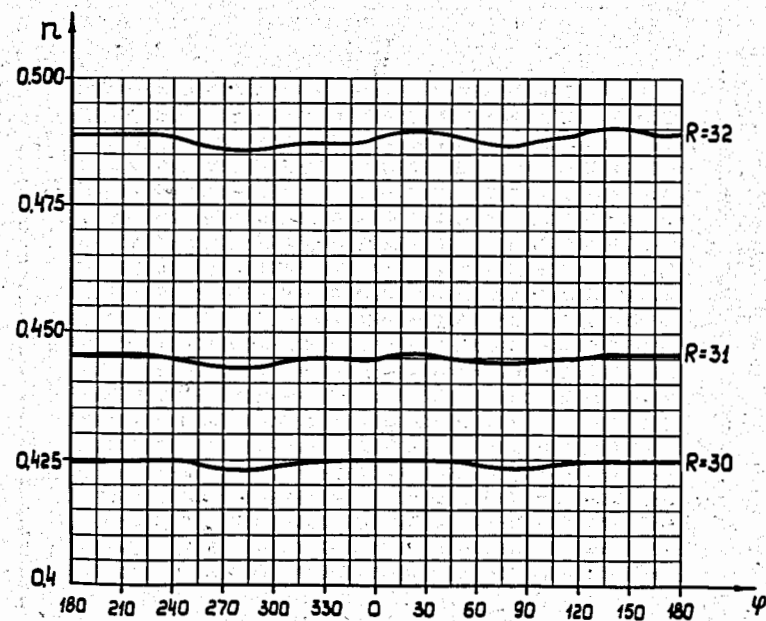
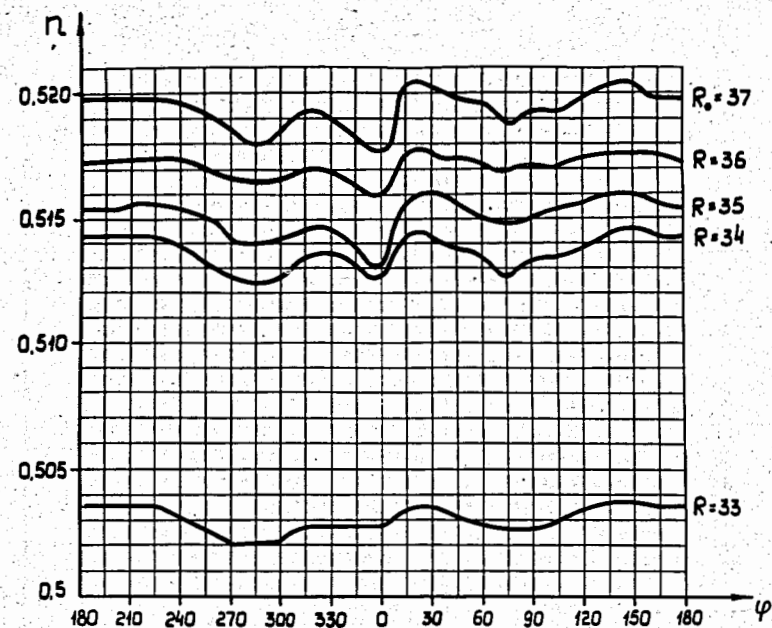


Рис. 8. Зависимость показателя спада магнитного поля от азимута (0-точка инъекции).

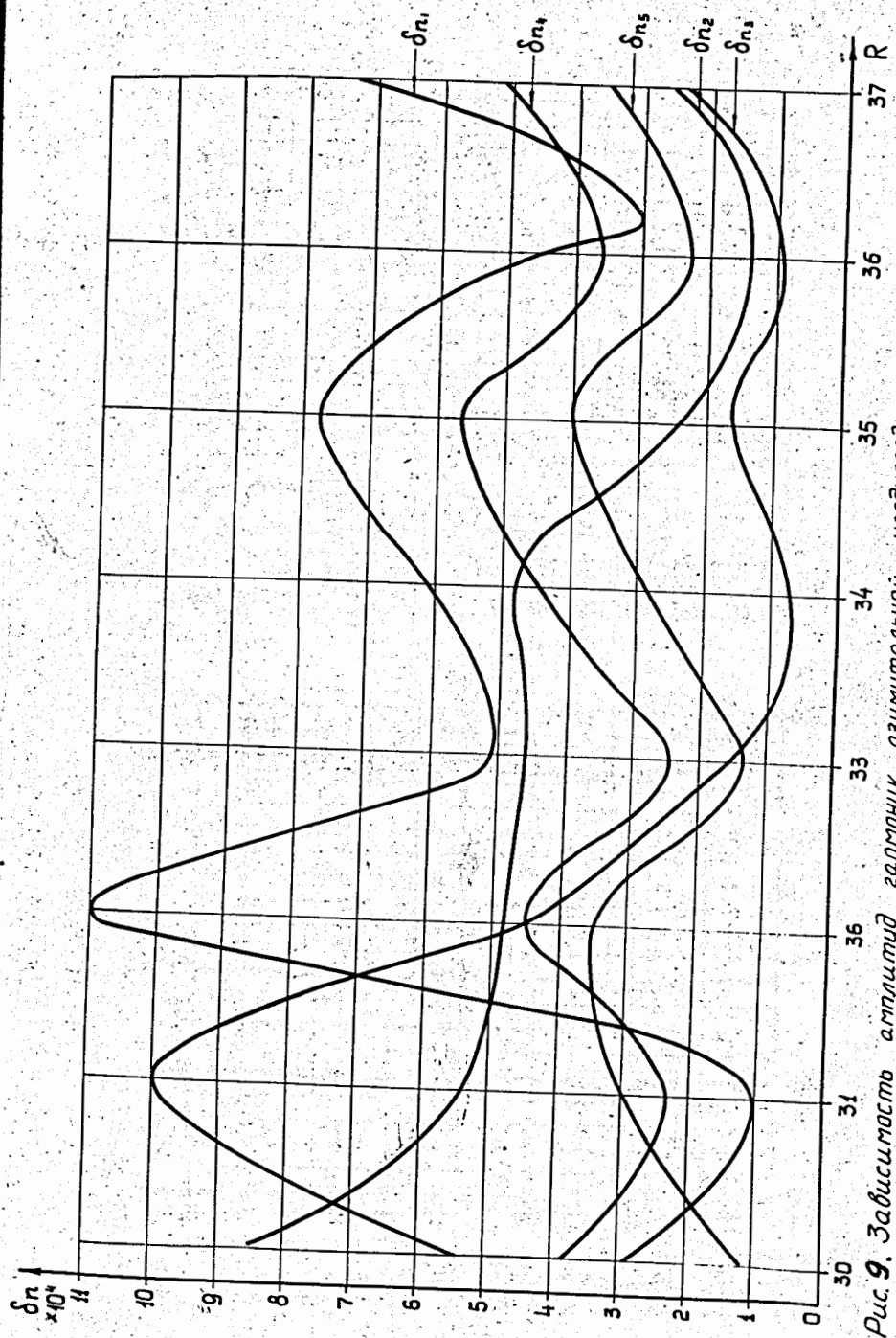


Рис. 9. Зависимость амплитуд гармоник азимутальной неоднородности показателя слэда суммарного магнитного поля от радиуса.

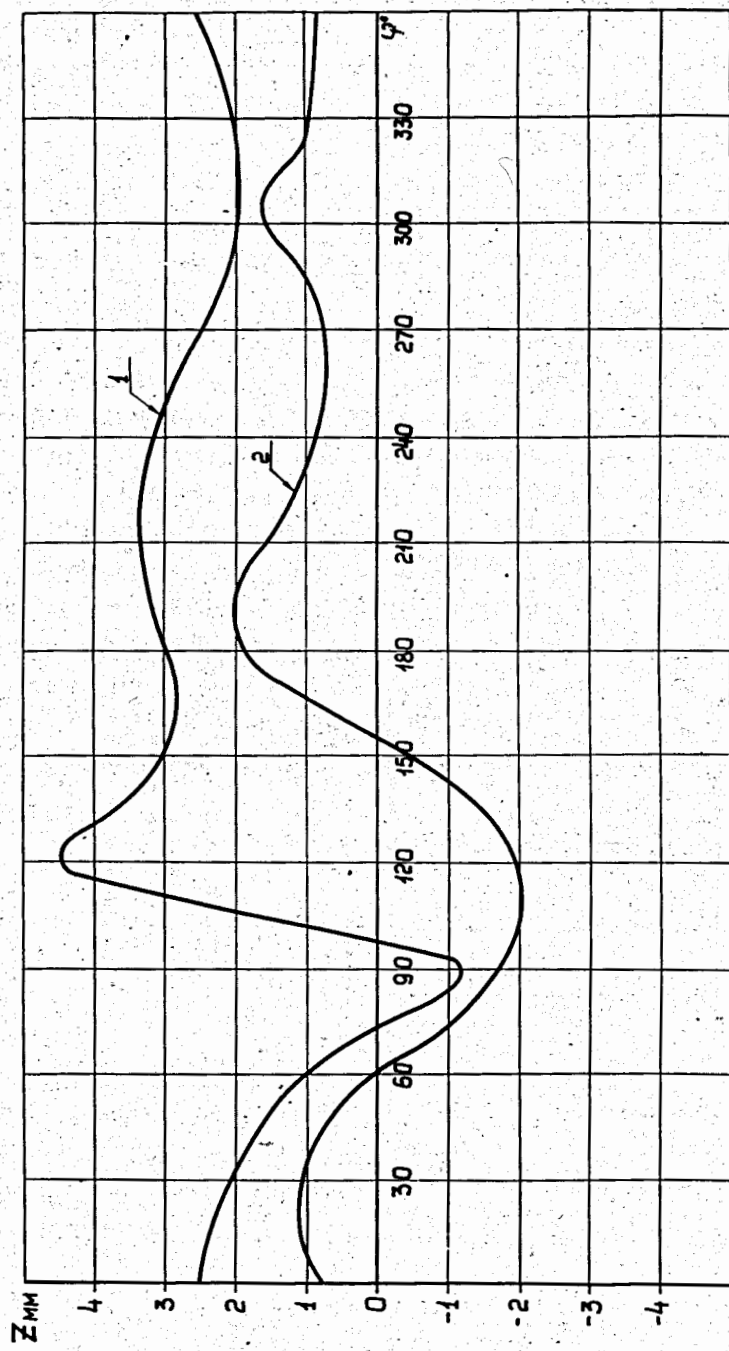


Рис. 10. Положение медианной магнитной плоскости; 1 - для импульсного поля, 2 - для постоянного поля. 0 - точка инжекции.

$$\Delta \bar{H} = 4,05 \text{ эрстед} \quad (\dot{H} = 4,75 \cdot 10^8 \text{ эрст/сек}).$$

Требовать большего прироста поля за оборот, т.е. увеличивать скорость отвода пучка от инфлектора, технически нецелесообразно из-за высокого напряжения источника питания.

Для найденной величины прироста поля $\Delta \bar{H}$, согласно /7/ и с учетом экспериментальной поправки на потери в камере, очевидно, что необходим источник питания, обеспечивающий изменение тока за оборот ≈ 400 а ($I = 4,70 \cdot 10^{10}$ а/сек).

На рис. 11 дана принципиальная схема питания витков импульсного магнитного поля. В момент времени t_1 (см. рис. 2) срабатывает разрядник P_1 , управляемый синхронизатором. В образовавшемся контуре RLC_1 возникает ток, частота, амплитуда и затухание которого определяются параметрами контура и источником напряжения U_1 . Затем в момент t_2 срабатывает разрядник P_2 ; образуется новый контур и через витки потечет ток, определяемый величинами L , R , C_1 , U_1 , C_2 , U_2 . Если индуктивность монтажа конденсаторных батарей и собственная емкость витков малы, то переходными процессами можно пренебречь и "излом" тока при $t = t_2$ пройдет без всплесков.

При $t < t_2$ ток в контуре RLC_1 определяется выражением

$$I = \frac{U_1}{\omega_1 L} e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t, \quad (23)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{R}{2L} \quad \text{и} \quad \omega_1 = \left\{ \frac{1}{LC_1} - \alpha_1^2 \right\}^{1/2}$$

Как уже говорилось, быстрое сжатие электронного кольца происходит за 9 оборотов, т.е. за ≈ 75 нсек. Для лучшего осуществления перехода от быстрого сжатия к медленному желательно взять колебательный контур с периодом колебаний в 10 раз большим длительности быстрого сжатия, т.е. с $T \approx 750$ нсек. В этом случае хотя и приходится уве-

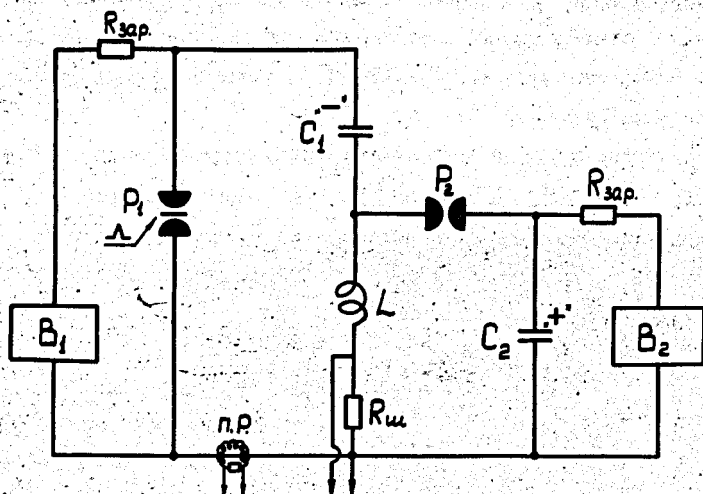


Рис. 11. Принципиальная схема питания витков импульсного магнитного поля.

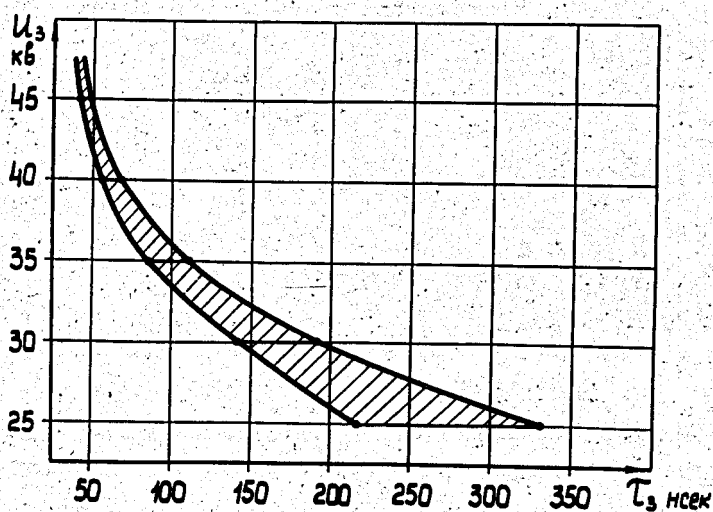


Рис. 12. Разброс и задержка срабатывания разрядника P-1. (разрядник настроен на пробивное напряжение 50 кВ).

личивать напряжение источника питания, но зато облегчается процесс равномерного отвода пучка электронов от инфлектора и улучшается временная коммутация разрядника Р (уменьшается разброс времени самопробоя разрядника).

Для рассчитанных и выбранных параметров системы питания ($I = 400$ а/об, $T = 750$ нсек) и для значений величин a_1 , L и L , определяемых геометрией и конструкцией витков и системой соединений, можно определить величину необходимой емкости и величину напряжения источника питания

$$U_1 = \frac{IL}{r} \approx 5,7 \cdot 10^4 \text{ вольт,}$$

$$C_1 = \frac{T^2}{4\pi^2 L} \approx 11,7 \cdot 10^3 \text{ пф,}$$

($a_1 \approx 0$, $L = 1,0$ мкгн; $L_{\text{мон.}} \approx 0,2$ мкгн). В контуре, образовавшемся после срабатывания Р₂ (разрядник настраивается на определенную величину пробивного напряжения, а соответственно, и на определенную величину $\Delta t = t_2 - t_1$), влиянием емкости C_1 и зарядом, оставшимся на ней, можно пренебречь, ибо $C_2 \gg C_1$, а $Q_2 \gg Q_1$ (емкость монтажа значительно меньше рабочей емкости и при расчете она не учитывается). Тогда ток в этом контуре будет определяться только U_2 , L , C_2 и начальным током при $t = t_2$, который равен $\approx 3,5$ ка. За время $t_k - t_2$ (время адиабатического сжатия) ток через витки достигает номинального (расчетного) значения и равен ≈ 250 ка (напряженность магнитного поля в центре камеры достигает величины H_2 , равной $\approx 4,5$ килоэрстед). Конденсатор C_1 изготовлен из 16 отрезков высокочастотного кабеля РК-3, выдерживающего постоянное напряжение ≈ 90 кв. Общая емкость такой батареи $C_1 = 12 \cdot 10^3$ пф.

Конденсаторная батарея $C_2 = 2400$ мкф представляет собой параллельно соединенные конденсаторы типа ИММ1-150/5. Для получения минимальной индуктивности все соединения выполнены коаксиальными. Расположение даже одного конденсатора ИММ1-150/5 вблизи витков импульсного поля значительно уменьшает переходные процессы в момент времени $t = t_2$.

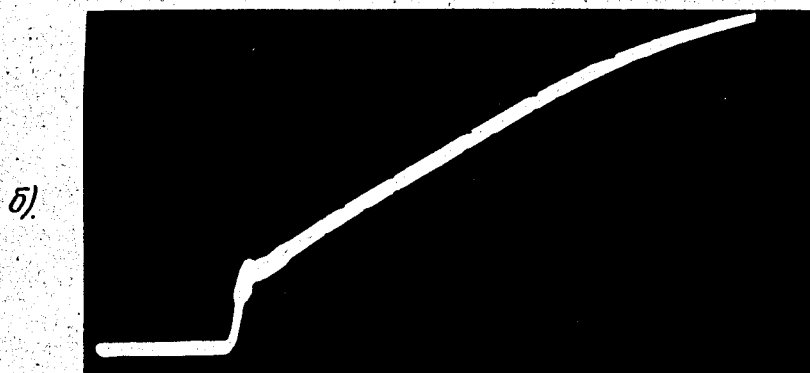
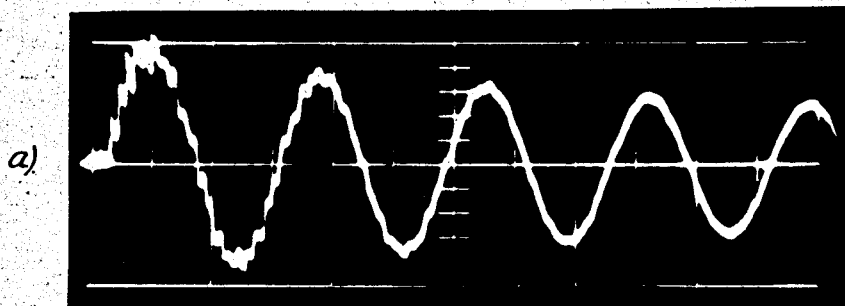


Рис. 13. Осциллограммы импульсного магнитного поля. а - разряд 8-вольтовой батареи C_1 ($\tau_{разв} = 500$ нсек/см). б - совместный разряд батарей C_1 и C_2 (длительность импульса $T_{имп} \approx 150$ мксек.)

Для коммутации токов применены разрядники P_1 (80 кв) ^{10/} и P_2 (20 кв), работающие в атмосфере, ибо вакуумные разрядники и разрядники под давлением целесообразно применять при малоиндуктивной нагрузке. Кроме того, они сложны в эксплуатации, хотя и имеют хорошую временную стабильность. Стабильность работы атмосферных разрядников была повышена конструктивными изменениями. Указанный вариант высоковольтного разрядника позволяет осуществлять коммутацию токов с фронтами $\approx 10^{-9}$ сек. О стабильности можно судить по рис. 12.

На рис. 13 даны импульсы тока через витки. Как видно из рисунков, в момент времени $t = \tau_2$ переходные процессы незначительны. Выбранная схема питания витков импульсного тока полностью удовлетворяет поставленным выше требованиям.

Л и т е р а т у р а

1. В.И. Векслер, В.П. Саранцев, А.Г. Бонч-Осмоловский, Г.В. Долбилов, Г.А. Иванов, И.Н. Иванов, М.Л. Иовнович, И.В. Кожухов, А.Б. Кузнецов, В.Г. Маханьков, Э.А. Перельштейн, В.П. Рашевский, К.А. Решетникова, Н.Б. Рубин, П.И. Рыльцев, О.И. Ярковой. Доклад на Международной конференции по ускорителям, США, Кембридж (1967); препринт ОИЯИ Р9-3440-2, Дубна 1967; "Атомная энергия", 24:317(1968).
2. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей, Физматгиз, Москва (1962).
3. И.Н. Иванов, М.Л. Иовнович, А.Б. Кузнецов, Ю.Д. Обухов, К.А. Решетникова, Н.Б. Рубин, В.П. Саранцев, О.И. Ярковой. Препринт ОИЯИ Р9-4132, Дубна 1968.
4. А.Б. Кузнецов. Препринт ОИЯИ Р-2266, Дубна 1966.
5. И.Г. Лешенко. Изв. Томского политехн. института, том. 87, 120 (1957).
6. М.Е. Мазуров. "Измерительная техника" №3, (1962).
7. Г. Индреаш, П.И. Рыльцев. Buletinul Institutului Politehnic, Tomul X (XIV), Fasc. 3-4 (1964).

8. В.Р. Карасик. Физика и техника сильных магнитных полей. Изд-во "Наука", Москва (1964).
9. И.Б. Иссинский, К.П. Мызников. ПТЭ, №3, 131 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

24 сентября 1969 года.