

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С3458

Ш-35

~~13~~  
13 - 8844

В.А.Швец

3022/4-75

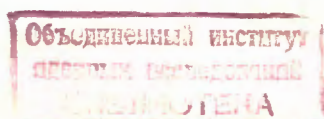
УСЛОВИЯ МОНОХРОМАТИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В ЛИНЕЙНОМ ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

**1975**

13 - 8844

В.А.Швец

УСЛОВИЯ МОНОХРОМАТИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В ЛИНЕЙНОМ ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ



## Введение

Недопустимость потерь ускоряемых частиц в высоко-точном ЛИУ на энергию в десятки МэВ и большие частоты следования посылок продиктована опасностью активационного заражения и термического повреждения элементов ускорителя.

Одной из основных причин, вызывающих потери электронов, ускоряемых в линейном индукционном ускорителе, является некогерентность инжектируемых электронной пушкой частиц. На фронте и спаде импульса инжектируются электроны с энергией от нулевой до номинальной. Электроны с энергией  $\leq 0,9E_{\text{ном}}$  в ускорителе почти полностью теряются. Уместно заметить, что уменьшение процента неполноценных частиц за счет улучшения параметров электрических цепей и соответствующего сокращения длительности фронта и спада ускоряющих импульсов в высоковольтных сильноточных установках возможно только до некоторого предела, при котором указанные длительности составляют  $100 \div 500$  нсек, т.е. потери частиц неизбежны.

Одним из возможных решений задачи ликвидации потерь ускоряемых электронов в ЛИУ может быть монохроматизация пучка в специальном устройстве - дефлекторе электронной пушки <sup>1/1</sup>, представляющем собой полый, разрезанный в осевом направлении на некоторой длине цилиндр /рис. 1/. Электроны, следующие на фронте и спаде ускоряющего импульса, отклоняются короткими импульсами магнитного поля, создаваемого в полости цилиндра импульсами тока с наносекундным фронтом и спадом /рис. 2/, и поглощаются материалом дефлектора.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование условий монохроматизации электронного пучка импульсами магнитного поля дефлектора.

I.

Эффективность работы магнитного дефлектора в нашем случае определяется величиной импульсного магнитного поля и скоростью его нарастания и спада. Определим требования к магнитному полю, для чего рассмотрим полый цилиндр с разрезом, достаточно узким по сравнению с его диаметром. Две половины дефлектора замыкаются на достаточно большом удалении от начала разреза, совпадающим с началом цилиндрических координат  $r, \phi, z$  /рис. 1/, так что по одной половине ток течет в одну сторону, а по другой возвращается обратно.

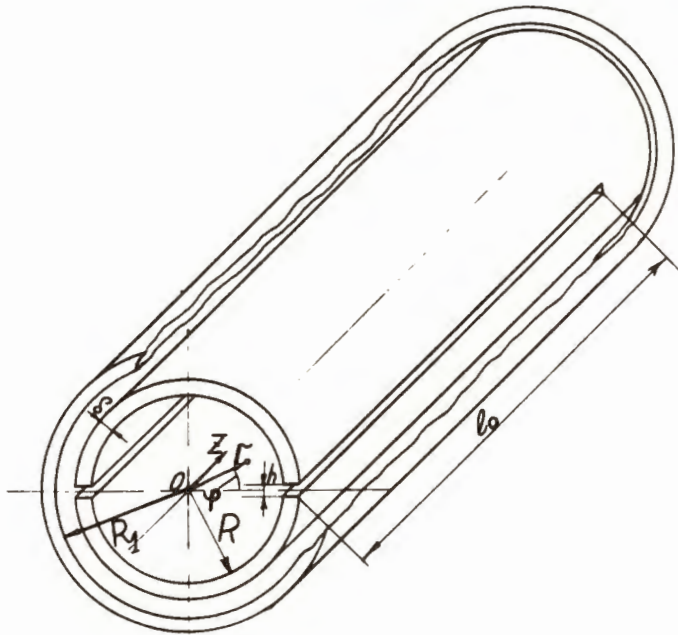


Рис. 1. Дефлектор - двухпроводная система.

Из уравнений Максвелла для проводника в квазистационарном приближении

$$[E_z(R) = E_z(R + \delta)] [2] \quad /1/$$

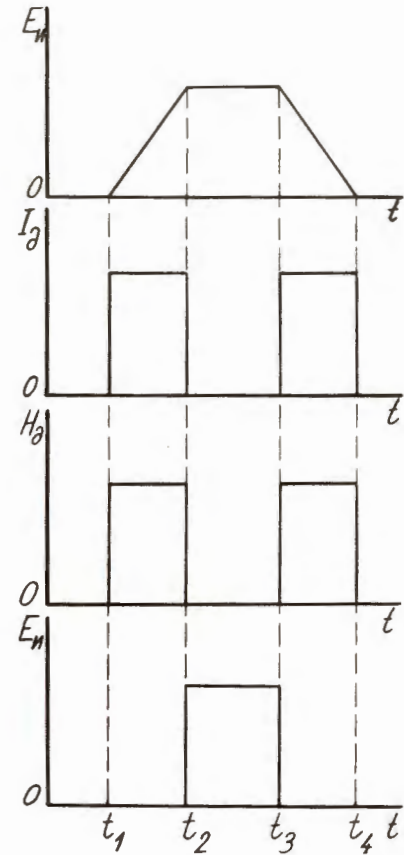


Рис. 2. Монохроматизация пучка в дефлекторе.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad /2/$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \gamma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad /3/$$

граничное условие на внутренней поверхности при постоянном токе

$$H_{0\phi}|_{r=R} = \frac{I_0}{2\pi R}, \quad /4/$$

где  $I_0$  - амплитуда импульса тока,  $\gamma$  - проводимость стенок,  $\delta$  - толщина стенок,  $R$  - внутренний радиус дефлектора.

Во внутренней полости система уравнений /2,3/ сводится к уравнению Лапласа, которое в цилиндрических координатах записывается в виде

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vec{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0. \quad /5/$$

Решение уравнения /5/ в бесселевых функциях для случая  $E_z = \text{const}$

$$E_m = J_m(\omega \sqrt{\mu \epsilon} r) [A \exp(im\phi) + B \exp(-im\phi)]. \quad /6/$$

Т.к.

$$E(\phi) = -E(\phi + \pi), \quad /7/$$

то из /2/ и /6/ тривиально получается выражение для  $E_z$ , а, следовательно, и для  $H_r$  и  $H_\phi$ :

$$E_z = -\frac{2\mu\omega I(t)}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_{2k+1}(\omega \sqrt{\mu \epsilon} r) \exp[i(2k+1)\phi]}{(2k+1) J'_{2k+1}(\omega \sqrt{\mu \epsilon} R)}, \quad /8/$$

$$\begin{aligned} H_r &= \int_t -\frac{1}{\mu} (\operatorname{rot} \vec{E})_r dt = \int_t -\frac{1}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} dt = \\ &= +\frac{2i\mu\omega I(t)}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_{2k+1}(\omega \sqrt{\mu \epsilon} r) \exp[i(2k+1)\phi]}{J'_{2k+1}(\omega \sqrt{\mu \epsilon} R)}, \end{aligned} \quad /9/$$

$$\begin{aligned} H_\phi &= \int_t -\frac{1}{\mu} (\operatorname{rot} \vec{E})_\phi dt = \int_t -\frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial r}\right) dt = \\ &= -\frac{2\mu\omega I(t)}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J'_{2k+1}(\omega \sqrt{\mu \epsilon} r) \exp[i(2k+1)\phi]}{J'_{2k+1}(\omega \sqrt{\mu \epsilon} R)}. \end{aligned} \quad /10/$$

Отклоняющая способность дефлектора рассчитывалась из уравнения:

$$\frac{d}{dt} \vec{p} = e \vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{H}], \quad /11/$$

/гауссова система единиц/, которое после обычных преобразований приводится к виду:

$$\frac{d}{dt} \vec{p} = e \frac{2I_0(1-\beta^2)}{\beta c R^2} (\vec{r} - \vec{R}_b) + \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{H}], \quad /12/$$

или в проекциях:

$$m_0 \gamma \ddot{x} = e \frac{2I_0(1-\beta^2)}{\beta c R^2} (x-x_b) - \frac{e}{c} v_0 (H_y - y' H_z), \quad /13/$$

$$m_0 \gamma \ddot{y} = e \frac{2I_0(1-\beta^2)}{\beta c R^2} (y-y_b) + \frac{e}{c} v_0 (H_x - x' H_z), \quad /14/$$

где  $H_z$  - фокусирующее поле, эрсед; если  $v_z^2 \cdot x_z'' = \ddot{x}$ , то:



$$x'' = e \frac{2I_{\partial}(1-\beta^2)}{\beta^3 c^3 m_0 R^2 \gamma} (x-x_b) - \frac{e}{m_0 c^2 \beta \gamma} (H_y - y' H_z) \quad /15/$$

$$y'' = e \frac{2I_{\partial}(1-\beta^2)}{\beta^3 c^3 m_0 R^2 \gamma} (y-y_b) + \frac{e}{m_0 c^2 \beta \gamma} (H_x - x' H_z) \quad /16/$$

$$x_b'' = - \frac{e}{m_0 c^2 \beta \gamma} (H_y - y' H_z) \quad /17/$$

$$y_b'' = + \frac{e}{m_0 c^2 \beta \gamma} (H_x - x' H_z). \quad /18/$$

Здесь

$$H_y = H_r \cos \phi - H_{\phi} \sin \phi, \quad /19/$$

$$H_x = H_r \sin \phi + H_{\phi} \cos \phi, \quad /20/$$

$I_{\partial}$  - амплитуда тока в дефлекторе,  $R$  - радиус дефлектора,  $x_b$  и  $y_b$  - координаты центра тяжести пучка.

Оценки, выполненные по формулам /9,10,15-20/ на ЭВМ, показывают, что при длине разреза  $l_0 = 16$  см, радиусе пучка 1 см, радиусе дефлектора 2 см, постоянном фокусирующем поле  $H_z = 500$  Э, токе пучка 250 А, энергии электронов 500 кэВ ( $\gamma=2,0$ ), отклоняемые электроны полностью высаживаются в дефлекторе на длине  $L$  от начала разреза при токе  $I_{\partial}$  :

$$\begin{aligned} I_{\partial} &= 1000 \text{ А} - L = 8 \text{ см} \\ &800 \text{ А} - L = 10 \text{ см} \\ &400 \text{ А} - L = 13 \text{ см}. \end{aligned}$$

При токе  $I_{\partial} = 200$  А электроны пролетают 50 см до касания стенки камеры ЛИУ. Результаты расчетов приведены на рис. 3. Таким образом, минимальное значение амплитуды тока импульсов монохроматизации для

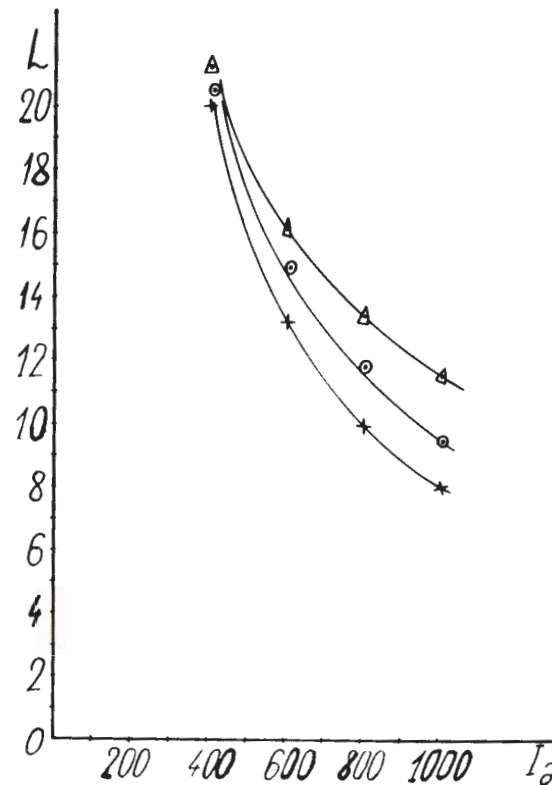


Рис. 3. Отклоняющая способность дефлектора \*-\*-\* для энергии 500 кэВ, . — . для энергии 600 кэВ, Δ - Δ - Δ для энергии 700 кэВ.

данной длины разреза составляет 700 А, а для энергии 700 кэВ ( $\gamma=2,4$ ) - около 950 А. Если дефлектор размещен вне фокусирующего поля, то требуется меньшая амплитуда тока.

Указанные токи в дефлекторе должны существовать во время следования фронта и спада вышедшего из пушки электронного тока /рис. 2/.

Остановимся на особенностях быстрого режима прерывания отклоняющего тока. В этом случае необходимо рассмотреть волновые процессы в дефлекторе и оценить влияние элементов его конструкции на прохождение спектра частот, необходимых для получения заданного времени нарастания и спада отклоняющего поля. Здесь важно отметить возможное несоответствие между спектрами отклоняющего тока и поля, поскольку отдельные компоненты тока могут протекать по контурам, отличным от заданного.

Решением уравнения /5/ в трехмерном случае будет выражение:

$$E_{mn} = \frac{\cos m\phi J_m(\omega \sqrt{\mu\epsilon} r)}{\sin \sin} \cos nz. \quad /21/$$

Анализ его позволил выделить набор значений частот, при которых возможны нежелательные эффекты усиления или ослабления амплитуд гармоник, приводящие к искажению фронтов импульса поля.

1. Решение по "z" является функцией  $\cos \frac{n\pi}{\ell_0} z$ ,

где  $\ell_0$  - длина разреза дефлектора. Оно определяет минимальную частоту спектра импульса магнитного поля, равную 470 МГц /период 2 нс/, при которой будет иметь место резонанс напряжения. Частоты, лежащие в окрестности этого резонанса, будут заметно ослаблены в спектре импульса тока и магнитного поля.

2. Частота гармоники, определяемая первым, неравным нулю, корнем бесселевой функции  $J_0(\omega \sqrt{\mu\epsilon} r)$ , составляет 3200 МГц.

3. Погонные параметры системы /индуктивность L и емкость C / позволяют найти еще две частоты:

а/ граничная частота среза, определяемая попереч-

ными размерами разреза дефлектора, соответствует 4100 МГц;

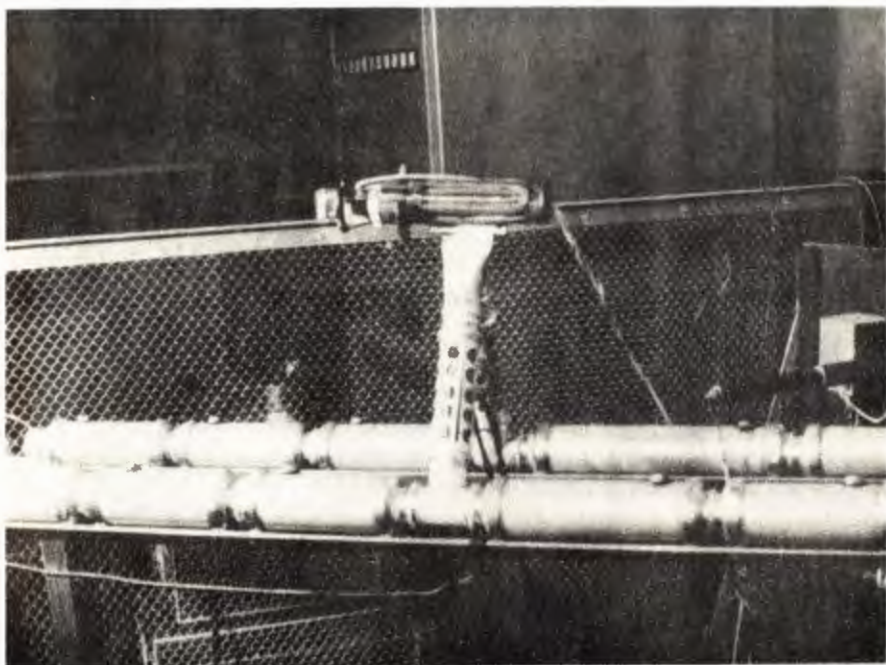
б/ замыкание на корпус дефлекторной секции с диаметром, например, равным 80 мм / R = 20 мм/, возможно на частоте 2400 МГц.

Из всех перечисленных частот наиболее существенную роль играет частота 470 МГц, т.к. она определяет минимальную длительность фронта импульса поля в исследуемой конструкции. Повышение этой частоты за счет укорочения дефлектора потребовало бы увеличения отклоняющего тока, а это, к сожалению, трудно осуществимо. Более доступной может оказаться при необходимости дальнейшего укорочения фронта и спада поля система с разнесенным по "z" отклоняющим элементом и коллектором. Здесь нужно отметить, что ввод импульса должен быть малоиндуктивным /например, в виде полосной линии/.

Для экспериментальной проверки формы импульса магнитного поля в дефлекторе\* был использован электронный пучок с энергией 9 кэВ, направляемый вдоль его оси. На рис. 4 изображена электронно-лучевая трубка /ЭЛТ/ с удлиненным до 20 см тубусом, специально изготовленная для этого эксперимента. Луч отклонялся по вертикали исследуемым магнитным полем дефлектора а по горизонтали - отклоняющей системой. Осциллограмма импульса магнитного поля /рис. 5/ показывает, что длительность фронта 8 нс воспроизводится достаточно хорошо, амплитуда импульса также соответствует расчетной /10 мм = 5 Э для 9 кэВ/. На рис. 5б приведена осциллограмма импульса тока в дефлекторе, снятая на синхроскопе. Сравнение осциллограмм поля и тока показывает, что форма импульсов совпадает.

\* С более строгой точки зрения, исследовался конечный результат воздействия импульсного магнитного поля дефлектора на электроны с энергией  $E_{\text{полн}} = 9 \text{ кэВ} + E_{\text{покоя}}$ , траектория которых в начальной части дефлектора /на входе в него/ совпадала в направлении его продольной оси.

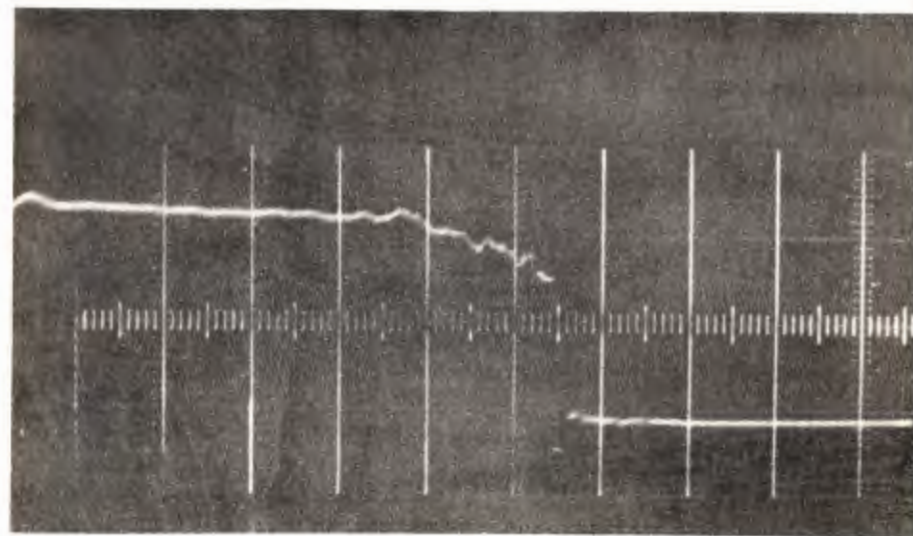




*Рис. 4. Электронная модель дефлектора.*

Таким образом, амплитуда тока импульсов монохроматизации определяется длиной разреза дефлектора, который в свою очередь показывает, какая максимальная частота может быть в спектре импульса тока.

В заключение автор благодарит В.А.Саввина за консультации по расчетам и Р.В.Харьюзова за ценные замечания.



*Рис. 5. Осциллограммы импульсов: а/ магнитного поля внутри дефлектора; б/ тока в дефлекторе.*



### *Литература*

1. *И.М.Матора, Л.А.Меркулов, И.И.Шелонцев. Препринт ОИЯИ, Р9-5268, Дубна, 1970.*
2. *В.Смайт. "Электростатика и электродинамика". Пер. с англ. М., ИЛ, 1954.*
3. *А.Анго. "Математика для электро- и радиоинженеров", М., Наука, 1967.*

*Рукопись поступила в издательский отдел  
4 мая 1975 года.*