

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1961 / 83

18/4-83

9-82-935

Ю.Дитрих, З.А.Козловски

ОТКЛОНЕНИЕ ПУЧКОВ
В НЕСООСНЫХ ИОНООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

1982

Для решения многих задач ионной оптики, связанных с разработкой систем формирования и фокусировки пучков заряженных частиц, надо определить влияние случайных или преднамеренно введенных несоосностей электродов. В первом случае получаемый результат даст оценку, необходимую для определения допусков на выполнение и сборку электродов. Второй случай характерен для получения сильноточных ионных пучков из большого числа "элементарных" пучков. Ионнооптические свойства совокупности этих пучков можно существенно улучшить путем их отклонения в направлении общего фокуса^{1/1}. Электроды ионнооптической системы содержат в этом случае некоторое количество малых апертур, определенным образом смещенных относительно друг друга.

Отклонение от соосности электродов вызывает нарушение аксиальной симметрии системы, т.е. установить точно поведение пучка можно, лишь используя решение трехмерной задачи. Однако поскольку величины смещения электродов относительно общей оси, за исключением редких специальных случаев, невелики в сравнении с диаметром пролетного отверстия, вполне уместным кажется использование линейных методов ионной оптики.

Будем считать все электроды ионной оптики тонкими линзами. Тогда угол отклонения луча θ пропорционален его расстоянию от оси линзы

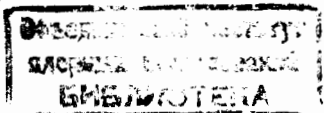
$$\theta = \frac{\delta}{f}, \quad /1/$$

где f - фокусное расстояние линзы. Для проведения оценки влияния несоосностей электродов можно, согласно^{1/2/}, принять величину δ равной величине смещения электрода.

В дальнейшем будем пользоваться линейной оптической моделью^{3/}, основанной на методе слоев. В межэлектродном пространстве длиной L , с распределением потенциала $\phi \sim z^{1/a}$, с начальным потенциалом ϕ_0 и конечным ϕ_k , разделенным на N -слоев, радиус пучка r_i и угловая расходимость пучка θ_i в i -том слое задаются системой уравнений:

$$r_i = r_{i-1} + \theta_{i-1} n_i \Delta z_i k + \frac{(\Delta z_i)^2}{r_{i-1}} \frac{2}{9(2,09)^2} \frac{P_i}{P_0} S^2, \quad /2/$$

$$\theta_i = \theta_{i-1} n_i + \frac{r_i}{f_i} + \frac{(\Delta z_i)}{r_{i-1}} \frac{4}{9(2,09)^2} \frac{P_i}{P_0} S^2, \quad /3/$$



здесь

$$\Delta z_i = L \frac{g^{\alpha} - 1}{G^{\alpha} - 1} g^{\alpha(i-1)}; \quad G = \frac{\phi_k}{\phi_0}; \quad g = G^{1/N}$$

$$n_i = \left(\frac{\phi_{i-1}}{\phi_i} \right)^{1/2}; \quad k = 2 \left[1 - \frac{g^{1/2} - 1}{g - 1} \right];$$

$$P_i = J \left(\frac{\phi_{i-1} + \phi_i}{2} \right)^{-3/2}; \quad f_i = \frac{4\phi_i}{E_i - E_{i+1}},$$

$$P_0 = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \left(\frac{2eZ}{AM} \right)^{1/2} S^2; \quad S = \frac{a}{d}, \quad 1 \leq i \leq N$$

где J - ток пучка, ϕ_{i-1} , ϕ_i - потенциалы в начале и в конце слоя соответственно, E_i - напряженность поля в i -том слое, a - радиус эмиттера, d - длина промежутка вытягивания, eZ - заряд частицы с массой AM , ϵ_0 - диэлектрическая постоянная, e , M - заряд и масса протона.

В модели^{/3/} при переходе от одного межэлектродного участка к другому, т.е. в N -том слое, для расчета конечной угловой расходимости ϕ_N на участке N используется величина f_N , определенная по методу^{/4/}:

$$f_N = \frac{4\phi(0)}{\frac{\phi_{1E} - \phi(0)}{d_1} - \frac{\phi(0) - \phi_{2E}}{d_2}}, \quad /4/$$

где $\phi(0)$ - потенциал на оси в точке нахождения линзы, ϕ_{1E} и ϕ_{2E} - потенциалы электродов слева и справа от линзы, d_1 , d_2 - соответствующие межэлектродные расстояния. Для диафрагмы с радиусом отверстия r_D , к которой приложен потенциал ϕ_D /это один из наиболее часто применяемых типов электродов, посредством которого удобно аппроксимировать более сложные системы/,

$$\phi(0) = \phi_D + \frac{r_D(E_1 - E_2)}{\left(\frac{r_D}{d_1}\right)^2 + \left(\frac{r_D}{d_2}\right)^2 + \arctg\left(\frac{d_1}{r_D}\right) + \arctg\left(\frac{d_2}{r_D}\right)}, \quad /5/$$

$$E_1 = \frac{\phi_{1E} - \phi_D}{d_1}; \quad E_2 = \frac{\phi_D - \phi_{2E}}{d_2}$$

Начальные данные для расчетов определены в предположении о существовании плазменного эмиттера /для цилиндрического пучка - сферической формы/, испускающего частицы в направлении, нормальном к эмиттирующей поверхности. Для крайней частицы пучка, стартующей с радиуса a , это дает

$$\theta_0 = 0,625 S \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right) \left[1 - 0,195 \left(\frac{P}{P_0} - 1 \right) \right], \quad /6/$$

где P - первеанс пучка в промежутке вытягивания / $P = JV_{ext}^{-3/2}$, V_{ext} - вытягивающее напряжение/.

В дальнейшем будем считать ось пучка направлением нормали к поверхности эмиттера, находящееся в центре эмиттера. Тогда сдвиг электродов оптики /вытягивающего, ускоряющего или замедляющего/ будем характеризовать величиной смещения δ_1 , δ_2 , δ_3 соответственно /см. рис.1б/. Сдвиг эмиссионного электрода в такой модели эквивалентен одновременному сдвигу всех упомянутых электродов на величину $\delta = \delta_1 = \delta_2 = \delta_3$.

В модели^{/3/} во всех межэлектродных промежутках, за исключением промежутка вытягивания, принимается линейное распределение

потенциала. В связи с этим члены $\frac{r_i}{f_i}$ появляются только в по-

следних слоях, где находятся линзы, образованные электродами. Внутри промежутка вытягивания для всех очередных слоев "линзо-

вый член" $\frac{r_i}{f_i}$ отличен от нуля. В идеальной соосной системе ве-

личина r_i в этом члене равна расстоянию частицы от оси системы. В несоосной системе "осью" будем называть ломаную линию, соединяющую центры электродов. Тогда в вытягивающем промежутке, для очередного i -того слоя расстояние между нормалью к центру эмиттера и таким способом определенной осью системы равно:

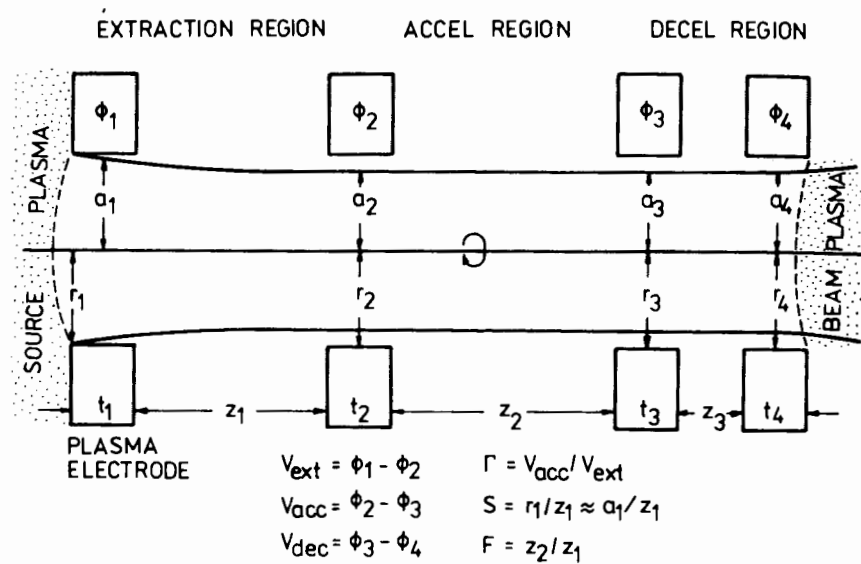
$$\delta_{1i} = \delta_1 \frac{\sum_{i=1}^i \Delta z_i}{L},$$

где L - длина вытягивающего промежутка $L = t_1 + z_1 + \frac{t}{2}$ /см. рис.1а/. В новой системе обозначений знак угла отклонения /рис.1б/ вво-

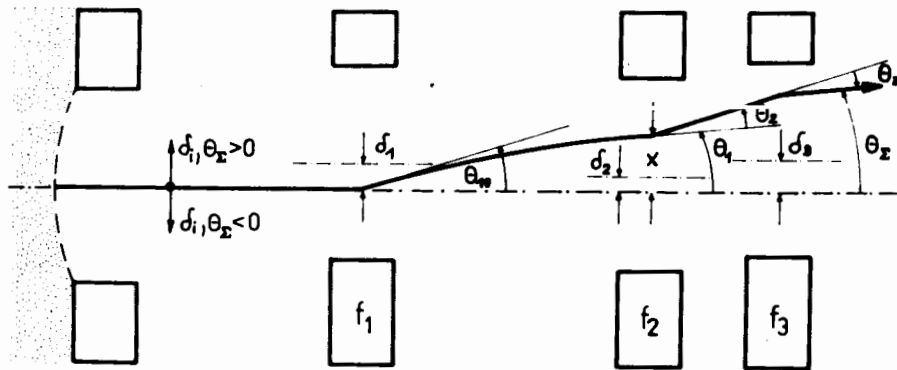
дится заменой в формуле /3/ члена $\frac{r_i}{f_i}$ на $\frac{\Delta_{1i}}{f_i}$, где $\Delta_{1i} = \delta_{1i} - r_i$.

Отсчет r_i ведется относительно нормали к поверхности эмиттера, находящейся в его центре. Для второго межэлектродного промежутка $\Delta_2 = \delta_2 - x$ /см. рис.1б/ и т.д.

Заметим, что член k в формуле /2/ учитывает эффект "фокусировки" ускоряющим полем. Для расчета отклонения центрального луча системы все члены формул /2/ и /3/, связанные с пространственным зарядом, равны нулю.



a/



б/

Рис.1. а/ Схема двухкаскадной ускорительной трубки^{1/3/}. б/ Система обозначения и знаков величин; δ_i - смещения электродов, f_i - фокусные расстояния, θ_i - углы отклонения.

Пример расчета по описанному методу для четырехэлектродной системы приведен на рис.2 и 3. Результаты этих расчетов получены для центрального луча системы. Для умеренных смещений ($\delta < 0,1a$) расчет, проведенный для крайних частиц пучка, показывает, что

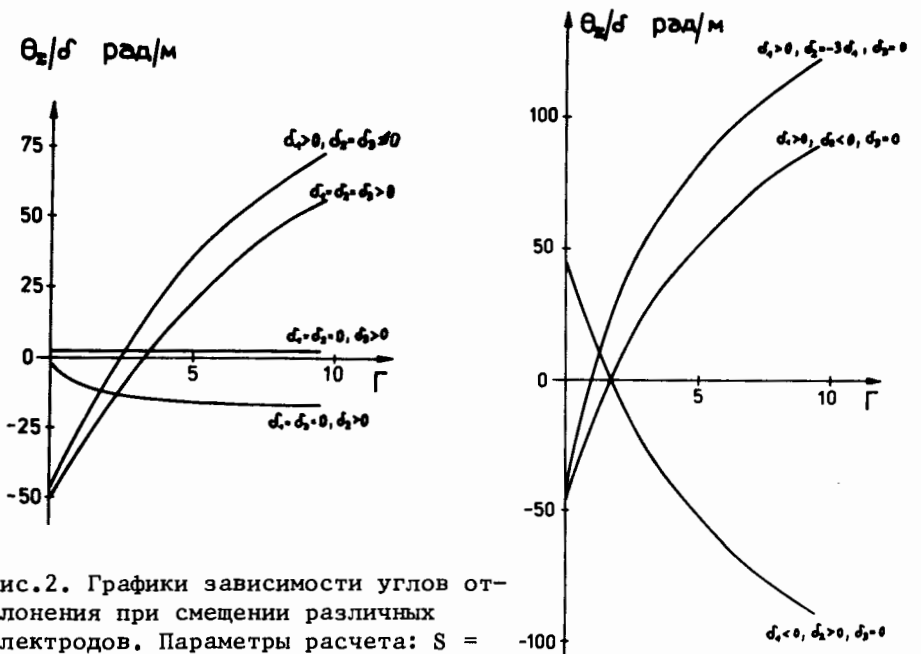


Рис.2. Графики зависимости углов отклонения при смещении различных электродов. Параметры расчета: $S = 0,6$; $F = 2$, $z_1 = 0,47$ см, $z_2 = 0,98$ см, $z_3 = 0,2$ см, $t_i = 0,16$ см, $r_i = 0,28$ см, $T_i = 2$ эВ, $V_{dec} = 5$ кВ, $U_{EN} = 100$ кВ, $\delta_i = 0,05$ см.

Рис.3. Параметры те же, что и на рис.2, но при разных знаках смещения.

смещение электрода приводит лишь к отклонению пучка без изменения остальных ионооптических характеристик. На рис.2 кривая, обозначенная $(\delta_1 = \delta_2 = \delta_3)$, показывает влияние смещения эмиссионного электрода тетродной двухкаскадной системы, кривая $(\delta_1 \neq 0, \delta_2 = \delta_3 = 0)$ - влияние смещения вытягивающего электрода, кривая $(\delta_2 \neq 0, \delta_1 = \delta_3 = 0)$ - влияние смещения ускоряющего электрода и кривая $(\delta_3 \neq 0, \delta_1 = \delta_2 = 0)$ - замедляющего. Одновременно, на основании результатов, определяющих влияние смещения ускоряющего электрода, можно оценить поведение пучка в триодной однокаскадной системе.

Отметим характерные особенности. Для однокаскадной системы знак отклонения не меняется и отклонение пучка происходит в сторону, противоположную смещению электрода. В двухкаскадной системе при переходе от режима рассеяние - рассеяние / напряженность поля в ускоряющем промежутке меньше напряженности поля в промежутке вытягивания / к режиму фокусировка-рассеяние знак отклонения меняется. Величины отклонения могут быть существенно большими, чем в однокаскадной системе, где в принципе удельное отклонение $\theta/\delta = \text{const}$. Наблюдаемое в расчете изменение этой величины есть следствие провисания потенциала в пролетном отверстии электрода, учитываемое нами в расчетах.

На рис.3 показано влияние знаков смещения и соотношения δ_1/δ_2 /кривым $\delta_1 > 0$, $\delta_2 < 0$ соответствует смещение $\delta_1 = -\delta_2$ /.

Если примем, что случайные погрешности в выполнении и монтаже электродов приводят к статистически независимым среднеквадратичным смещениям $\bar{\delta} = \delta_1 = \delta_2 = \delta_3$, то можно определить результирующее среднеквадратичное отклонение пучка θ_{rms} как

$$\theta_{rms}^2 = \theta^2 \Big|_{\delta_1 = \bar{\delta}, \delta_2 = \delta_3 = 0} + \theta^2 \Big|_{\delta_2 = \bar{\delta}, \delta_1 = \delta_3 = 0} + \theta^2 \Big|_{\delta_3 = \bar{\delta}, \delta_1 = \delta_2 = 0} \cdot /7/$$

На рис.4 приведены кривые, характеризующие влияние случайных ошибок в четырехэлектродной системе. Кривая, обозначенная символом δ , показывает величину смещения δ , приводящую к возникновению угла отклонения $\theta_{rms} = 1^\circ$ в функции соотношения напряжения ускорения и вытягивания Γ . Второй кривой (θ_{rms}/δ) показан ход зависимости величины относительного среднеквадратичного отклонения пучка от соотношения напряжений Γ . Из этих кривых видно, что по мере роста величины Γ допуски на выполнение электродов сужаются. На конкретном примере /рис.4/ можно видеть, что, считая допустимыми отклонения порядка $0,1^\circ \div 0,2^\circ$, отклонения от осности допустимы в пределах $15 \div 30 \mu\text{м}$ /для $\Gamma < 10$ /.

В случае применения смещения электродов для формирования из "элементарных" пучков одного пучка с общим фокусом, видно, что наиболее эффективно влияет на отклонение пучка смещение вытягивающего электрода. Местонахождение фокуса системы, однако, будет тогда сильно зависеть от соотношения напряжений Γ . Применение для этих целей смещения ускоряющего электрода хотя и менее эффективно, но обладает тем преимуществом, что угол отклонения и фокусное расстояние в области, соответствующей реально используемым величинам Γ , практически постоянны. Заметим, что поскольку связь θ_Σ с величинами смещений δ_1 и δ_2 линейная, то для получения общего фокуса системы многих "элементарных" пучков требуется только выполнение условия пропорциональности смещений апертур, формирующих эти пучки, от их расстояния от общей оси системы.

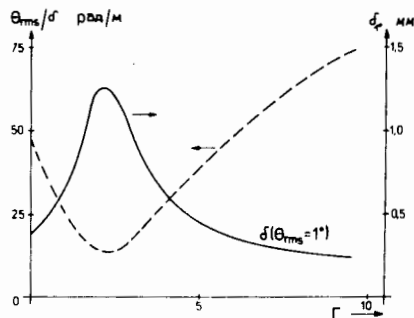


Рис.4. Среднеквадратичное отклонение пучка θ_{rms} из-за случайной погрешности механической юстировки электродов и величина смещения, приводящая к отклонению в 1° /параметры системы, как и на рис.2/.

Если применить предложенную схему расчета для центрального луча ионооптической системы и считать каждый межэлектродный участок одним слоем, а для расчета фокусных расстояний пользоваться классической формулой Девиссона-Кэльбика, то получим аналитическое выражение, связывающее угол отклонения θ_Σ на выходе из системы с величинами, характеризующими ее геометрию и приложенные потенциалы /см. рис.1а/, в виде

$$\theta_\Sigma = -\frac{1}{4z_1} \left\{ \delta_1 \left(1 - \frac{\Gamma}{F}\right) \left[\frac{3}{2} (\Gamma + 1)^{-1/2} - \frac{1}{2(\Gamma + 1)} \right] + \delta_2 \frac{\Gamma}{F(\Gamma + 1)} \right\} /8/$$

полностью совпадающем с ранее опубликованными /см., например, /5/ /.

Для проверки метода результаты расчетов были сравнены с результатами экспериментов, приведенных в /6/ /см. рис.5/, а также данными /5/ /см. рис.6/.

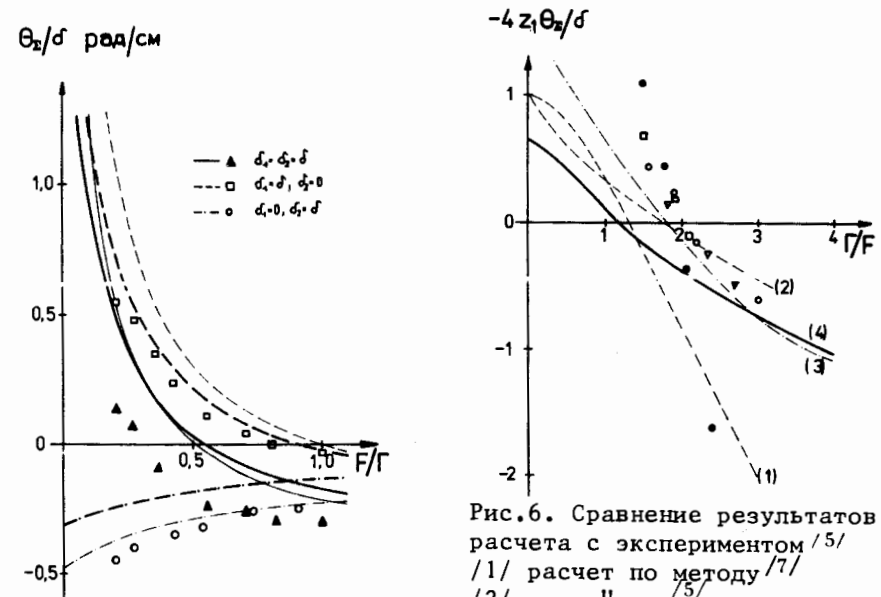


Рис.5. Сравнение результатов расчета с экспериментом /6/.

Рис.6. Сравнение результатов расчета с экспериментом /5/ /1/ расчет по методу /7/ /2/ - " - /5/ /3/ - " - /8/ /4/ - " - , описанному в нашей работе.

Результаты японской группы /6/ получены для ионооптической системы, оптимизированной с точки зрения получения пучка с минимальной угловой расходимостью. Эксперимент проводился на пучке с углом расходимости $0,2^\circ - 0,7^\circ$ и на фоне такой небольшой угловой расходимости можно было четко выделить эффект отклонения пучка даже для очень малых смещений электродов. Эксперимент Ok-

Риджской группы^{/5/} в этом отношении менее точен, из-за большей угловой расходимости пучка $\sim 1,5^\circ$.

Сравнение экспериментальных результатов /рис.5/ с результатами расчета показывает очень хорошее качественное и количественное совпадение для случая $\delta_1 = \delta$, $\delta_2 = 0$ /т.е. для смещения вытягивающего электрода/. Этот результат получен при представлении всех электродов системы в расчете в виде диафрагм нулевой толщины. Результаты для случаев $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ и $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = \delta$ /смещение эмиссионного и ускоряющего электродов соответственно/ количественно совпадают хуже /кривые, проведенные жирной чертой/. Причиной является слишком далекая идеализация системы /толщина ускоряющего электрода t_3 здесь по порядку величины совпадает с межэлектродным расстоянием $z_2(t_3 \sim 0,6 z_2)$. Учет этой особенности системы электродов, проведенный путем подстановки в формулу для определения фокусного расстояния линзы потенциала, соответствующего реальной геометрии электродов, сразу приводит к восстановлению количественного согласия результатов расчета с экспериментом, характерного для случая $\delta_1 = \delta$, $\delta_2 = 0$ /кривая, проведенная тонкой чертой/. На основании этого примера можно рекомендовать для оптики, содержащей "толстые" электроды ($t \geq 0,3 z$), прием, сводящийся к применению для расчета соответствующих фокусных расстояний формулы Девиссона-Кэльбика

$$f = \frac{4\phi_D}{E_1 - E_2}, \quad /9/$$

что обеспечивает точность расчета, нужную для выполнения оптики с заданным местонахождением общего фокуса системы "элементарных" пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stewart L.D., Kim J., Matsuda S. Rev.Sci.Instr., 1975, vol.46, No.9, p.1193.
2. Green T.S. IEEE Trans.on Nucl.Sci., 1976, vol.NS-23, No.2, p.918.
3. Дитрих Ю., Козловски З.А. ОИЯИ, 9-82-608, Дубна, 1982.
4. Hoefl J. Z.f. angew.Physik, 1959, XI(10), p.380.
5. Gardner W.L. et al. Rev.Sci.Instr., 1978, vol.49, No.8, p.1214.
6. Okumura Y., Mizutani Y., Ohara Y. Rev.Sci.Instr., 1980, vol.51, No.4, p.471.
7. Whealton J.H. Rev.Sci.Instr., 1977, vol.48, No.11, p.1428.
8. Holmes A.J.T., Thompson E. Rev.Sci.Instr., 1981, vol.52, No.2, p.172.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 декабря 1982 года.

Дитрих Ю., Козловски З.А.

9-82-935

Отклонение пучков в несоосных ионооптических системах

Представлены результаты расчета влияния смещения электродов на отклонение пучков в многоэлектродных ионооптических системах, проведенного на основе линейной оптической модели. Получены данные для определения допусков юстировки электродов и формирования общего фокуса многих "элементарных" пучков путем смещения электродов. Результаты качественно и количественно согласуются с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dietrich J., Kozlowski Z.A.

9-82-935

Ion Beam Steering by Aperture Displacement

The steering of ion beamlets in a multistage accelerating structure, calculated using a linear optical model has been studied. The beamlet steering resulting from aperture displacement and the errors due to mechanical alignment inaccuracies has been obtained. The computation results are in good agreement with other experimental and theoretical studies.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.