СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

9 - 9989

М.А.Воеводин, А.Д.Коваленко

О ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИНДУКЦИОННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Часть I. Методика и расчет

1976

9 - 9989

М.А.Воеводин, А.Д.Коваленко

О ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИНДУКЦИОННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Часть I. Методика и расчет

Методика измерения интенсивности и положения центра тяжести пучка в ускорителях заряженных частиц с помощью индукционных /пикап/ электродов хорошо известна [1]. Такие преимущества, как отсутствие контакта датчика с пучком, простота конструкции, высокая чувствительность, несложность регистрирующей электронной аппаратуры, хорошая помехоустойчивость по отношению к сильным магнитным полям, независимость измерений от энергии пучка, вакуума в камере и еще ряда параметров обеспечили широкое применение этих устройств на установках.

Постановка задачи о возможности измерения сечения и распределения плотности частиц по сечению пучка индукционными электродами вызвана необходимостью проведения измерений в течение цикла ускорения на внутреннем пучке синхрофазотрона ОИЯИ.

Использование известных измерителей профиля пучка /различного рода ламельных или проволочных устройств, работающих в контакте с пучком [2–5], камер вторичной эмиссии [6–8], а также ионизационных преобразователей, использующих явление ионизации атомов остаточного газа ускоряемым пучком [9–13]/, не представлялось возможным, в основном, потому, что размеры сечения активной части камеры, где может находиться пучок при ускорении, составляют 1500 x 400 $мм^2$, а измерения должны производиться с момента включения ускоряющего в.ч. поля, когда пучок имеет энергию, практически равную энергии инжекции.

Создание в указанной области равномерного электрического или магнитного поля, необходимого для правильной работы ионизационного преобразователя, представляет весьма сложную задачу, а тот факт, что начальная энергия пучка относительно невелика, заставляет исключить возможность взаимодействия последнего с веществом датчика.

Ясно, что пучок, двигаясь внутри металлической заземленной камеры прямолинейного промежутка, будет наводить на стенках камеры заряд, распределение которого находится в зависимости от размеров, формы, положения и распределения частиц в пучке. Это распределение можно зарегистрировать с помощью ряда тонких изолированных друг от друга и от стенок камеры металлических полосок и соответствующей аппаратуры. В общем случае полученная информация будет неоднозначной, однако тогда, когда можно сделать предположения либо о форме поперечного сечения пучка, либо о распределении плотности частиц, задача конкретизируется и, таким образом, можно получить недостающие данные.

Предположим, что пучок имеет прямоугольное сечение с размерами $2\alpha \times 2\beta\ (\alpha > \beta)$, бесконечен и однороден в направлении z' */рис. 1/* и двигается между двумя заземленными металлическими полосами $y = \pm b/2$, ширина которых $a \gg 2\alpha$.

Используя известное выражение для потенциала заряженной нити, расположенной между двумя заземленными плоскостями /14/:

$$u = q \ln \frac{\operatorname{ch}\frac{\pi}{b}(x-\xi) - \cos\frac{\pi}{b}(y-\eta)}{\operatorname{ch}\frac{\pi}{b}(x-\xi) + \cos\frac{\pi}{b}(y-\eta)}, \qquad /1/$$

где q - заряд на единицу длины нити; найдем плотность заряда, наводимого заряженной нитью на поверхности $y = -b/2$: :

$$\sigma_0(x') = \frac{\cos\eta' \operatorname{ch}(x'-\xi')}{\operatorname{ch}^2(x'-\xi') - \sin^2\eta'}, \qquad /2/$$

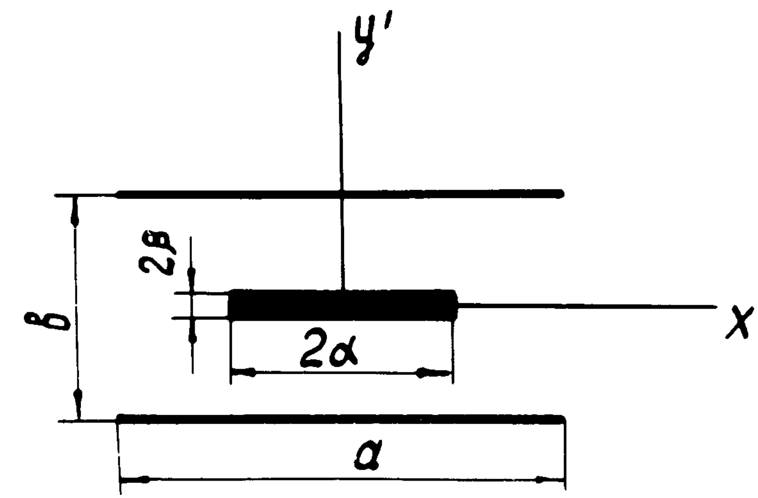

Рис. 1. Геометрия системы, принятая в расчетах.

$/x' = \frac{\pi}{b}x$, , $y' = \frac{\pi}{b}y$, а также координаты нити $\xi' = \frac{\pi}{b}\xi$, $\eta' = \frac{\pi}{b}\eta$ /.

Для нити, расположенной в центре $(\xi', \eta' = 0)$, нормированное распределение имеет простой вид:

$$\sigma_{\text{н}}(x') = \frac{\sigma(x')}{\sigma(0)} = \frac{1}{\operatorname{ch}(x'-\xi')}. \qquad /3/$$

В общем случае, если заряд пучка распределен по некоторой области $S(\xi', \eta')$ в плоскости $x'0y'$ с поверхности плотностью $\rho(\xi'\eta')$, то

$$\sigma(x', \xi', \eta') = \iint_{(S)} \rho(\xi', \eta')\sigma_0(x', \xi', \eta')\, d\xi' d\eta'. \qquad /4/$$

Анализ показывает, что для пучка с $\beta/b \lesssim 0{,}25$ распределение наведенного заряда $\sigma(x')$ отличается от распределения для бесконечно тонкого пучка не более чем на 5%, поэтому в дальнейшем считаем $\eta'=0$. Исследуем /4/ в рамках такой модели:

$S(\xi', \nu')$ -полоса; $-\phi' \leq \xi' \leq \phi'$, $\eta'=0$.

Для случая равномерной плотности частиц $\rho(\xi'\eta')=\rho_0$:

$$\sigma(x') = \rho_0 \int_{-\phi'}^{\phi'} \frac{d\xi'}{ch(x'-\xi')} = 2\rho_0 \operatorname{arctg}\frac{sh\,\phi'}{ch\,x'}. \qquad /5/$$

На *рис. 2* построены нормированные зависимости /5/ для различных значений ϕ'. Там же пунктиром проведена кривая, которая показывает амплитуду функции распределения наведенного заряда при координате x', соответствующей краю пучка, т.е.

$$\frac{\sigma(x')}{\sigma(0)}\Big|_{x'=\xi'} = f(\phi') = \frac{\operatorname{arctg}(th\,\phi')}{\operatorname{arctg}(sh\,\phi')}. \qquad /6/$$

Ширина распределения, измеренная на этом уровне, будет соответствовать поперечному размеру пучка.

Из вида $f(\phi')$ ясно, что при $\phi' \to 0$, $f(\phi') \to 1$, а при $\phi' \to \infty$; $f(\phi') \to 0{,}5$, причем, начиная с $\phi' \gtrsim 2{,}8\,(\frac{a}{b} \gtrsim 0{,}9)$, отклонение $f(\phi')$ от 0,5 меньше 10%.

Пусть теперь распределение частиц по ширине пучка отличается от равномерного и может быть описано, например, следующими функциями:

$$\rho_n(\xi') = M_n\,(ch\,\phi' - ch\,\xi')^n, \qquad /7/$$

либо

$$\rho_m(\xi') = M_m\,(ch^m\,\phi' - ch^m\,\xi'), \qquad /8/$$

где $m, n = 0, 1, 2 \ldots$ /в принципе m, n могут быть рациональными; случай $m, n=0$ соответствует равномерному распределению/.

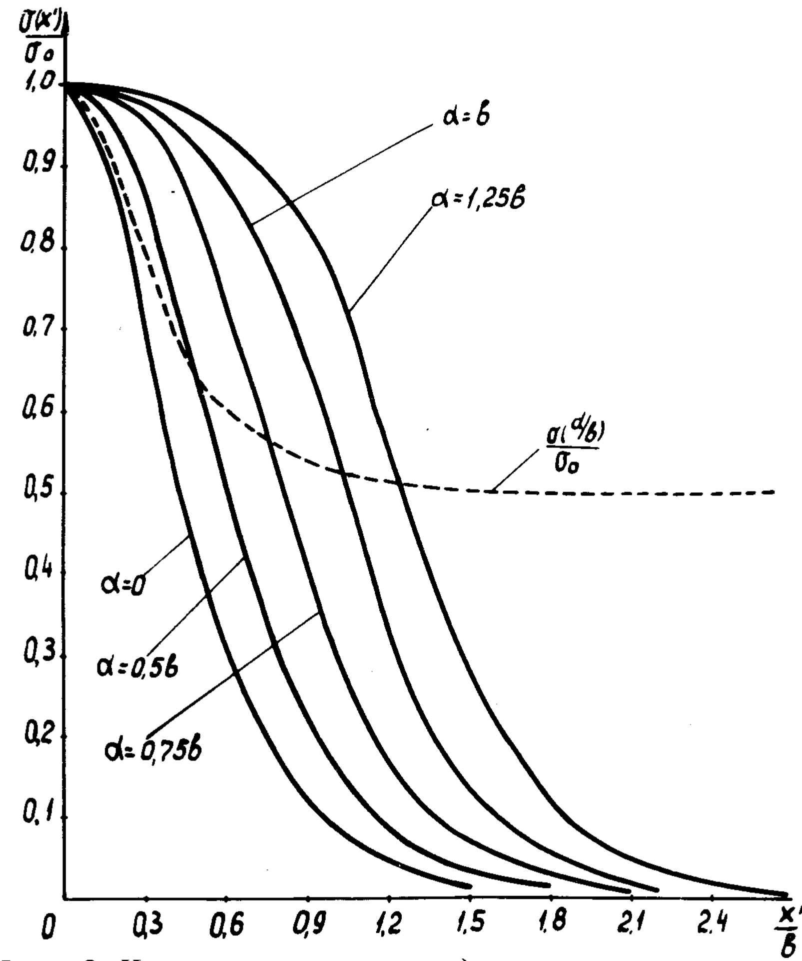

Рис. 2. Нормированные распределения наведенного заряда при различной ширине пучка.

Коэффициенты M_m, M_n выбираются из условия постоянства полного заряда на единицу длины:

$$q = \int_{-\phi'}^{\phi'} \rho_{n,m}(\xi')d\xi' = const.$$

Распределение наведенного на стенку заряда будет иметь следующий вид:

$$\sigma_n(x',\phi') = M_n(\phi') \sum_{p=1}^{n+1} k_{pn}(\phi') I_p(x',\phi') \qquad /9/$$

и, соответственно,

$$\sigma_m(x',\phi') = M_m(\phi') \sum_{p=1}^{m+1} k_{pm}(\phi') I_p(x',\phi'), \qquad /10/$$

где

$$I_p(x',\phi') = \int_{-\phi'}^{\phi'} \frac{\mathrm{ch}^{p-1}\xi' d\xi'}{\mathrm{ch}(x'-\xi')}, \qquad /11/$$

$\phi' = \frac{\pi}{b} a$ - полуширина пучка в единицах b/π. После интегрирования выражения для функций /9/, /10/ при $n = 1;2$ и $m = 2$. /$m = 1$ совпадает с $n = 1$/.

1. $n, m = 1$:

$$\sigma(x',\phi') = \rho_1 \frac{\mathrm{ch}\phi'}{2\,\mathrm{sh}^2\frac{\phi'}{2}}\left[2\,\mathrm{arctg}\frac{\mathrm{sh}\phi'}{\mathrm{ch}\,x'} - 2\phi'\frac{\mathrm{ch}x'}{\mathrm{ch}\phi'} - \frac{\mathrm{sh}\,x'}{\mathrm{ch}\phi'}\ln\frac{\mathrm{ch}(x'+\phi')}{\mathrm{ch}(x'-\phi')}\right]; \qquad /12/$$

2. $n = 2$:

$$\sigma(x',\phi') = \rho_{n2}\frac{\mathrm{ch}\,\phi'}{4\,\mathrm{sh}^4\frac{\phi'}{2}}\left\{2\left(1 - \frac{\mathrm{sh}\,x'}{\mathrm{ch}\,\phi'}\right)\mathrm{arctg}\frac{\mathrm{sh}\phi'}{\mathrm{ch}\,x'} + \right.$$

$$\left. + \frac{2\,\mathrm{ch}\,x'}{\mathrm{ch}\,\phi'}\left[\frac{\mathrm{sh}\,\phi'}{\mathrm{ch}\,\phi'} - 2\phi'\frac{\mathrm{ch}\,x'}{\mathrm{ch}\,\phi'} + \frac{\mathrm{sh}\,x'}{\mathrm{ch}\,\phi'}\ln\frac{\mathrm{ch}(x'+\phi')}{\mathrm{ch}(x'+\phi')}\right]\right\}; \qquad /13/$$

3. $m = 2$:

$$\sigma(x',\phi') = \rho_{m2}\,\mathrm{cth}^2\phi'\left[2\left(1 + \frac{\mathrm{sh}^2 x'}{\mathrm{ch}^2\phi'}\right)\mathrm{arctg}\frac{\mathrm{sh}\,\phi'}{\mathrm{ch}\,x'} - 2\,\mathrm{sh}\,\phi'\frac{\mathrm{ch}\,x'}{\mathrm{ch}^2\phi'}\right]. \qquad /14/$$

На *рис.3* построены нормированные зависимости /5/, /12÷14/ для $\phi'/\pi = 1{,}25$, там же показан вид соответст-

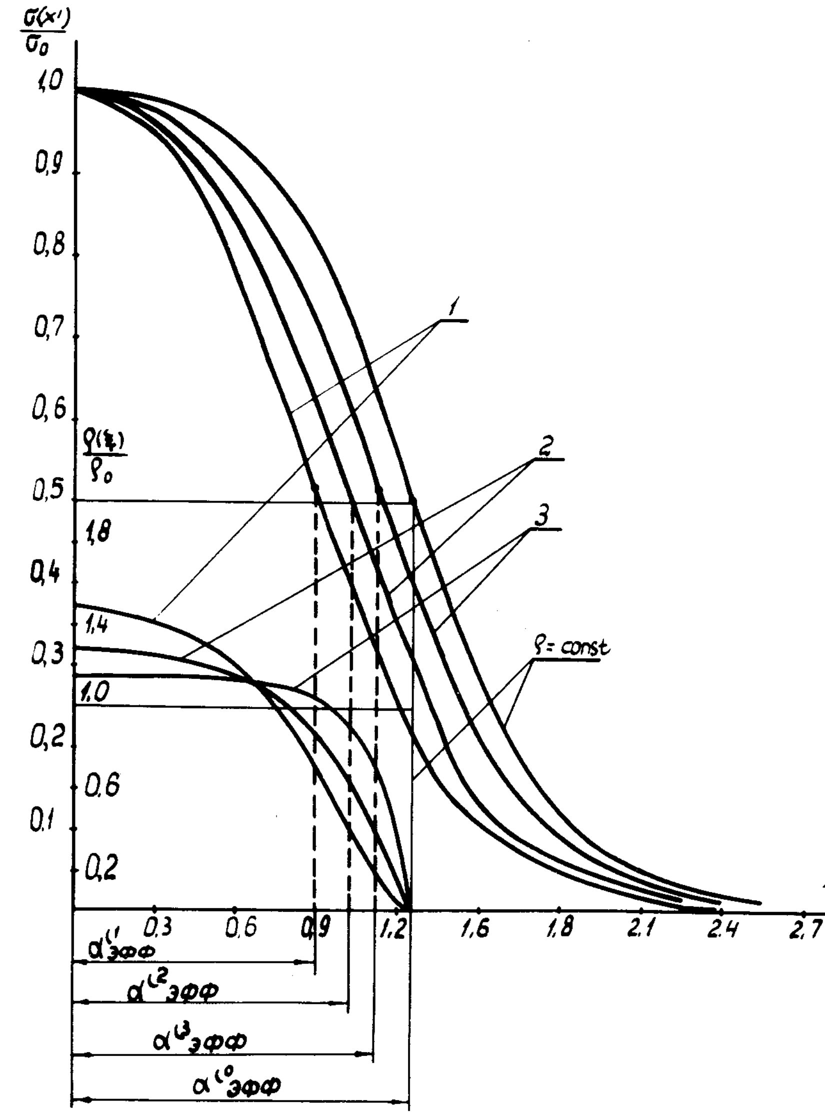

Рис. 3. Нормированные распределения наведенного заряда при различной плотности частиц по ширине пучка.

вующих функций распределения частиц в пучке /выражения /7/, /8/ для n,m =0,1,2/. Из рисунка видно, что в зависимости от характера распределения частиц в пучке амплитуда функции распределения наведенного заряда, соответствующая координате края пучка, получается в каждом случае разной, однако эффективная ширина пучка $2a_{эфф}$, т.е. поперечный размер, в пределах которого сосредоточено 90% заряда пучка, определяется однозначно независимо от конкретного вида функции распределения частиц в пучке. При этом надо придерживаться следующей последовательности:

1. Измеряем ширину $2a$ распределения на уровне 0,5.
2. Находим отношение a/b. Если $a/b \geq$ 0,9, то получившееся значение $2a$ с точностью не хуже 10% соответствует $2a_{эфф}$, если $a/b <$ 0,9, то, пользуясь /6/, необходимо вычислить соответствующую поправку.

Сравнивая экспериментальные данные с таблицами, составленными для $\sigma(x',\phi')/\sigma(0,\phi')$ на основании /5/, /4/, /12÷14/, можно сделать заключение о характере распределения частиц по ширине пучка. Точность этой операции может быть повышена, если ввести в рассмотрение рациональные n,m в выражениях /7/, /8/.

Отметим также, что вид функции распределения наведенного заряда будет меняться при смещении пучка относительно вертикальной оси. Эту ошибку можно практически исключить /по крайней мере для $y/b \leq$ 0,2/, если измерять распределение $\sigma(x')$ одновременно с нижней и верхней пластин и результаты суммировать.

Итак, показана возможность использования индукционных электродов для измерения эффективных размеров сечения пучка в том случае, когда можно сделать физически оправданные предположения о форме его сечения. Измерительное устройство, аппаратура и результаты эксперимента описаны во второй части публикации.

В заключение авторы выражают признательность Л.П.Зиновьеву за интерес к работе, Ю.Д.Безногих и А.Г.Бонч-Осмоловскому - за полезные обсуждения.

Литература

1. И.П.Карабеков, А.М.Мартиросян. АЭ, т. 13, вып.4, стр. 337 /1962/.
2. H.Weisberg, V.Perez-Mendez. Nucl.Instr. & Meth., v. 46, p. 233 (1967).
3. F.Horstra et al. Nucl. Instr. & Meth., v.68, p. 138 (1966).
4. J.R.Simanton et al. Nucl. Instr.& Meth., v. 68, p.209 (1969).
5. J.Cuperus, R.Morgado. IEEE Trans. Nucl. Sci., v. NS-22, No. 3, p.1561 (1975).
6. T.L.Aggson. Laboratorire de l'Accelin., Orsay, L-A-L1028 (1962).
7. D.A.G.Neet. IEEE Trans. Nucl. Sci., v v.NS-16, No. 3, p.914 (1969).
8. V.Agoritsas and J.J.Merminod. CERN/MPS/CO 71-9, 26 November, 1971.
9. В.Агорицас и др. Труды второго всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том II, Изд-во "Наука", М., 1972.
10. А.А.Кузьмин и др. Труды третьего совещания по ускорителям заряженных частиц, том II, стр. 144, М., 1973.
11. W.H.DeLuca. IEEE Trans. Nucl. Sci., v.NS-16, No. 3, p. 813 (1969).
12. C.D.Johnson, L.Thorndahl. IEEE Trans. Nucl. Sci., v. NS-16, No. 3, p.905(1969).
13. E.Aslanides et al. IEEE Trans. Nucl.Sci., v. NS-18, No. 3, p.573 (1971).
14. Г.А.Гринберг. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. Изд. АН СССР, М., 1948.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1976 года.