

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-94

P9-97-94

А.С.Артемов

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ТОКА ПУЧКА
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ
НА ЕГО ДИАГНОСТИКУ
ПО ЭЛЕКТРОНАМ ОБДИРКИ

1997

Как отмечалось в работе [1], достаточно высокая точность диагностики пучка отрицательных ионов по электронам обдирки достигается при его зондировании лазерным излучением оптимальной поляризации. В этом случае электроны, рождающиеся при околороговой однофотонной обдирке ионов (электроны фотообдирки), с высокой точностью повторяют величину и направление их скорости. Однако передаваемая электронам информация может искажаться в диагностическом устройстве на этапе вывода из пучка. Величина и характер искажения зависят от типа устройства и обусловлены двумя причинами. Первая - связана с несовершенством устройства и может быть учтена при его калибровке тестовым электронным пучком. Другая - обусловлена влиянием электромагнитного поля пучка ионов на измеряемые анализатором характеристики потока электронов. В данной работе проведён анализ этого эффекта для 180° магнитного анализатора с однородным полем различной величины. При формировании зондирующей мишени на границе поля данный анализатор обеспечивает необходимые измерения и минимальное время нахождения носителей информации в области эффективного поля пучка [2].

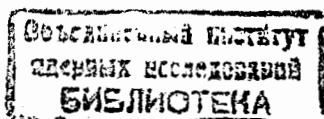
Движение электрона в электромагнитном (\vec{E}_t, \vec{H}_t) -поле описывается дифференциальным уравнением для импульса во времени t

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = e \cdot \vec{E}_t + \frac{e}{C} \cdot [\vec{V} \times \vec{H}_t]; \quad (1)$$

где e , \vec{P} и \vec{V} - заряд, импульс и скорость электрона в единицах СГСЭ. Последние величины связаны друг с другом через его массу известными соотношениями: $\vec{P} = \gamma m_e \vec{V}$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-0.5}$ и $\beta = |\vec{V}| / C$. Для анализируемой ситуации величины β и γ совпадают с релятивистскими параметрами пучка. Вывод и анализ электронов для двух вариантов положения мишени (1 и 2) схематически представлены на рис.1. В модели бесконечного равномерно заряженного цилиндра радиусом R_b на участке диагностики пучка (3) током I_i существуют только радиальная E_{br} и аксиальная $H_{b\theta}$ компоненты его электрического и магнитного полей:

$$E_{br}(r) = \frac{2 \cdot I_i}{\beta C \cdot R_b^2} \times \begin{cases} r, & \text{при } r \leq R_b \\ R_b^2/r, & \text{при } r > R_b; \end{cases} \\ H_{b\theta}(r) = \beta \cdot E_{br}(r); \quad (2)$$

где g - расстояние от оси пучка. Будем полагать, что магнитное поле \vec{H} анализатора направлено параллельно оси X . Тогда для представляющих интерес проекций импульса электрона P_z и P_y с первоначальными



координатами X_0 и Y_0 получим следующие уравнения:

$$\frac{dP_x}{dY} = F(Y)X_0; \quad \frac{dP_y}{dY} = F(Y)Y - \frac{eH(R - Y + Y_0)}{C\sqrt{2R(Y - Y_0) - (Y - Y_0)^2}}; \quad (3)$$

$$F(Y) = \frac{2e \cdot R \cdot I_i}{C^2 \sqrt{2R(Y - Y_0) - (Y - Y_0)^2}} \left(\frac{1}{\beta^2} - \frac{R - Y + Y_0}{R} \right) \times$$

$$\times \begin{cases} 1, & \text{при } |Y| \leq \sqrt{1 - X_0^2} \\ (X_0^2 + Y^2)^{-1}, & \text{при } |Y| > \sqrt{1 - X_0^2}, \end{cases}$$

где учтена связь между t , Y и β на не возмущенной пучком полукруговой

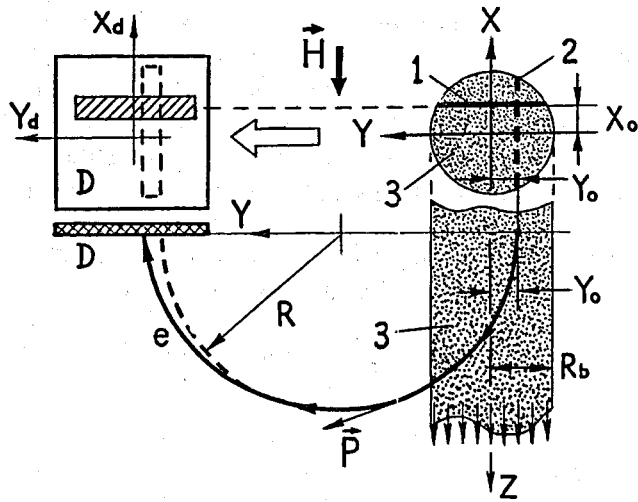


Рис.1. Схема измерений параметров пучка отрицательных ионов по электронам обдирки

траектории электронов радиусом $R = \gamma\beta m_e C / eHR_b$. При этом величины R, Y, X_0 и Y_0 выражены в относительных единицах к радиусу пучка. Численные решения этих уравнений для составляющих импульса электрона, обусловленных действием тока пучка, имеют вид:

$$P_x(Y) = \frac{2e \cdot I_i}{C^2} \cdot X_0 \cdot R \cdot [F1(Y)/\beta^2 - F2(Y)]; \quad (3)$$

и

$$P_{yb}(Y) = \frac{2e \cdot I_i}{C^2} \cdot R \cdot [F3(Y)/\beta^2 - F4(Y)]. \quad (4)$$

Функции $F1(Y)$, $F2(Y)$, $F3(Y)$ и $F4(Y)$ для $Y \geq 1$ и некоторых значений R , X_0 и Y_0 представлены на рис.2,3.

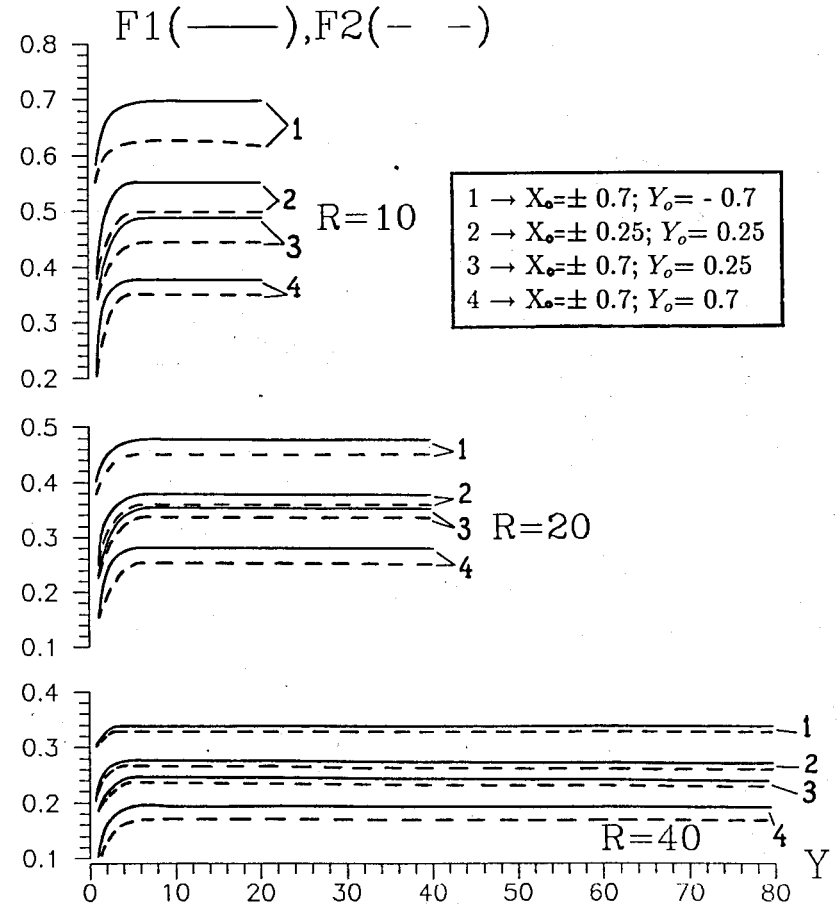


Рис.2. Функции $F1(Y)$ и $F2(Y)$ для различных значений R , X_0 и Y_0 .

В рассматриваемом устройстве характеристики пучка в (X', X) - фазовой плоскости определяются по распределениям плотности электронов вдоль оси X_d на детекторе D при различных координатах X_0 зондирующей мишени 1. В связи с тем, что зависимости $F1(Y)$ и $F2(Y)$

быстро выходят на асимптотику, влияние пучка на эти измерения характеризуется величиной $\delta X'_b = P_{x|max}(X_o, Y_o)/\gamma\beta m_e C$. Максимальное значение $P_{x|max}/I_i$ для данного R выбирается среди нормированных на

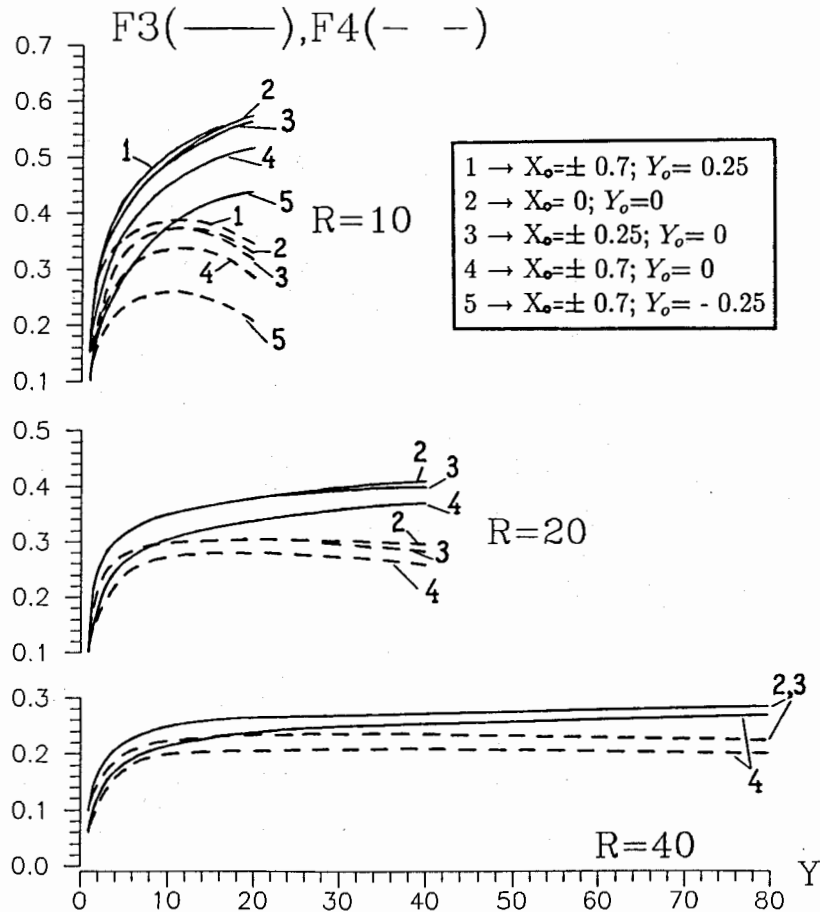


Рис.3. Функции $F3(Y)$ и $F4(Y)$ для различных значений R , X_o и Y_o .

ток асимптотик выражения (3) для различных координат электронов X_o и Y_o по сечению пучка. При допустимых возмущениях $\delta X'_b \approx 2 \cdot 10^{-4}$ рад и $\beta = 0,79$ ($E_{H-} = 600$ МэВ), это соответствует максимальным токам

$I_i \approx 400$ мА при $R=40$ и $I_i \approx 550$ мА при $R=20$. Для нерелятивистских ионов влияние пучка проявляется быстрее и вызывает возмущение $\delta X'_b \approx 10^{-3}$ рад уже при токах $I_i \approx 3$ мА для $\beta = 0,12$ ($E_{H-} = 7$ МэВ) и $R=10$.

Возмущение импульса P_{yb} из-за воздействия поля пучка проявляется в дополнительном смещении координаты Y_d электрона на детекторе при фиксированном положении мишени 2. В случае малого отклонения траектории электронов от полуокружности радиуса R это приводит к следующей ошибке в определении величины импульса

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{e \cdot R \cdot I_i}{\beta \gamma m_e C^3} \int_{Y_o}^{2R+Y_o} \frac{F3(Y)/\beta^2 - F4(Y)}{\sqrt{2R(Y - Y_o) - (Y - Y_o)^2}} dY \quad (6)$$

Численное интегрирование этого выражения, например, для мишени с $Y_o = 0$ и различных X_o приводит к максимальным токам пучка $I_i \approx 200$ мА ($R=40$) и $I_i \approx 300$ мА ($R=20$) при $\beta = 0,79$ и допустимом возмущении $\delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-4}$. В нерелятивистском случае с $\beta = 0,12$ получаем $I_i \approx 5$ мА при $R=10$ и $\delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что метод диагностики пучка отрицательных ионов по электронам фотообдирки может быть успешно использован для достаточно интенсивных релятивистских пучков, например, в проектируемых ускорителях для электроядерного способа получения энергии и трансмутации радиоактивных отходов [3-6]. Более детальное изучение рассмотренных эффектов для других радиальных зависимостей плотности тока ионов, с учетом начальных распределений электронов по углу и импульсу, требует сложного численного моделирования из-за различной симметрии полей пучка и анализатора.

Автор выражает благодарность Э.А.Перельштейну за плодотворное обсуждение полученных результатов.

Литература

1. Artiomov A.S. - JINR Preprint E9-96-200, Dubna, 1996.
- Proc. of the Fifth Europ. Part. Accel. Conf., Sitges (Barcelona), 10-14 June 1996, V.2, P.1654-1656.
2. Artiomov A.S., Vaganov N.G. et al., IEEE Part. Accel. Conf., 6-9 May, 1991, San Francisco, California, V.3, P.1573-1575.
3. Martin S., Planner C.W. - Proc. of the Third Europ. Part. Accel. Conf., Berlin, 24-28 March 1992, V.1, P.435-437.

4. Jason A.J., Woods R. - Proc. of the Fourth Europ. Part. Accel. Conf., London, 27 June - 1 July 1994, V.3, P.2684-2686.
5. Mizumoto M., Kusano J. et al. - Proc. of the 18-th Intern. Linear Accel. Conf., Geneva, 26-30 August 1996, V.2, P.592-596.
6. Wangler T.P., Billen J. et al. - *ibid*, P.749-751.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1997 года.