



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-276

P9-97-276

А.С.Артемов, Г.Ф.Астрахарчик, Ю.К.Байгачев,  
А.К.Геворков

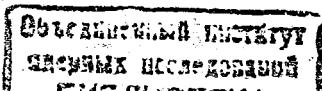
ДИАГНОСТИКА ПУЧКА ИОНОВ  $H^+$   
ПО СВЕТОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ  
В КАНАЛЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ

Направлено в «Журнал технической физики»

1997

## Введение

Для невозмущающей диагностики пучков заряженных частиц широко используются фотоны, рождающиеся на компонентах остаточного газа или зондирующей корпускулярной мишени (см., например, [1-7]). Большой интерес к световому излучению в данном случае связан с возможностью получения информации о параметрах пучка на труднодоступных участках канала транспортировки и при наличии внешних электромагнитных полей. В основу используемых методов диагностики положено определение профилей пучка по пространственному распределению потока фотонов или интенсивности их излучения во времени. В частности, при регистрации этого распределения в нескольких секущих плоскостях, разнесённых на пролётной базе, могут быть восстановлены поперечный и продольный эмиттансы пучка [1-3,5]. Максимальная точность подобной диагностики достигается при регистрации излучения от тонких ( $\sim 5$  мкм) нитей, пересекающих пучок с известной скоростью и практически не ухудшающих параметров пучка в процессе измерения [6]. В зависимости от энергии ионов для диагностики используется люминесцентное, переходное или черенковское излучение. При этом общее количество излучаемых фотонов значительно превосходит число других частиц, возникающих при взаимодействии ионов с нитью. Наибольшая эффективность измерений с использованием излучающих нитей или фольг достигается в пучках малой интенсивности. В то же время при переходе к сильноточным пучкам возникает проблема недопустимых потерь ионов, а также радиационного разогрева и разрушения подобных зондирующих мишеней. В этом случае особый интерес представляют менее точные методы, основанные на двумерной томографии пучков заряженных частиц по световому



излучению компонент остаточного газа [1-3,5]. При этом двумерное распределение плотности тока ионов по сечению восстанавливается методом обратной задачи из нескольких (обычно 3-х, 4-х) одномерных распределений (профилей) светового изображения пучка, измеренных с некоторым сдвигом по углу в секущей плоскости.

Одной из основных проблем, затрудняющих использование отмеченных методов диагностики применительно к пучкам ионов  $H^-$ , является отсутствие в литературе теоретической и экспериментальной информации о механизме излучения газовых мишеней при их взаимодействии с потоком таких слабосвязанных частиц, как отрицательные ионы. В то же время именно механизм возбуждения мишени определяет достоверность получаемой информации о параметрах пучка и необходимую для диагностики плотность газа. В частности, формирование светового изображения пучка может происходить как при прямом взаимодействии ионов с компонентами газа в вакуумной камере, так и при его возбуждении вторичными частицами, рождающимися в результате этого взаимодействия. Например, в случае формирования оптического изображения пучка электронами ионизации мишени, обладающими значительно большими сечениями возбуждения, характерны квадратичная зависимость потока фотонов от давления газа и искажение изображения пространственным зарядом ионов.

В данной работе на примере пучка ионов  $H^-$  с энергией 2 МэВ экспериментально исследованы возможности его невозмущающей диагностики по световому излучению в канале транспортировки.

## 1. Изучение природы светового излучения газовых мишеней и контроль по нему параметров пучка ионов $H^-$

Во время экспериментов, проведенных в Сухумском физико-техническом институте, на участке контроля осуществлялся локальный напуск рабочих газов  $N_2$ ,  $H_2$  или  $He$  до давлений  $\leq 10^{-3}$  Тор, при которых можно было пренебречь потерями ионов из-за их обдирки.

Молекулы  $N_2$  являются одной из основных компонент остаточного газа в ускорителях. Помимо этого, излучение фотонов в области длин волн первой отрицательной ( $1^-$ ) полосы азота (переход  $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  иона  $N_2^+$ ,  $\lambda = 3580 \div 5230 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 63 \text{ нс}$ ) наилучшим образом подходит для целей диагностики. Это обусловлено сравнительно большими сечениями излучения этой полосы при взаимодействии  $N_2$  с высокоэнергетическими заряженными частицами, малым временем высвечивания, а также тем, что её спектральный диапазон попадает в область максимальной чувствительности большинства типов фотокатодов ( $\lambda_p \approx 3000 \div 7500 \text{ \AA}$ ) и достаточно изолирован от медленных компонент ( $1^+, 2^-$  - полосы азота,  $\lambda = 5974 \div 9183 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 14 \text{ мкс}$ ), имеющих сравнимые сечения излучения. Анализ фоновых условий показывает, что в диапазон длин волн  $1^-$ -полосы азота попадает также излучение молекул остаточного газа  $CO$  (переходы  $B^2\Sigma^+ \rightarrow A^2\Pi_i$ ,  $\tau_\gamma = 52 \text{ нс}$  и  $A^2\Pi_i \rightarrow X^2\Sigma^+$ ,  $\tau_\gamma = 4 \text{ мкс}$  иона  $CO^+$ ) и  $H_2O$  (переход  $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$  радикала  $OH$ ,  $\tau_\gamma = 0.8 \text{ мкс}$ ), имеющих близкие с ней сечения возбуждения. Относительная интенсивность этого фона определяется парциальными давлениями  $CO$ ,  $H_2O$  и  $N_2$ .

Водород и гелий являются компонентами остаточного газа, а также представляют самостоятельный интерес для формирования сверхзвуковых струйных мишеней с высокой плотностью и хорошей пространствен-

ной локализацией. Для данных газов в указанную область длин волн  $\lambda_p$ , попадают : серия Бальмера ( $\lambda = 3880, 3970, 4100, 4340, 4861, 6563 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 5 \div 160 \text{ нс}$ ) водорода, излучение молекулярной серии Фулхера и диссоциативного континуума  $H_2$ , с временем жизни радиационных уровней  $\tau_\gamma = (3 \div 4) \cdot 10^{-8} \text{ с}$ , а также интенсивные линии гелия ( $\lambda = 3965, 5016, 5876, 6678 \text{ \AA}$ ,  $\tau_\gamma = 10^{-8} \div 10^{-7} \text{ с}$ ).

Схема экспериментов представлена на рис.1а,б. Пучок ионов  $H^-$  на выходе ускорителя с высокочастотной квадрупольной фокусировкой (1) напрямую или через выбранное формирующее отверстие (2) поступал в дрейфовую камеру для исследования. Ток пучка контролировался индукционным датчиком (3) и цилиндром Фарадея (4) с подавленной магнитным полем вторичной эмиссией. Величина тока составляла  $\leq 30 \text{ мА}$ .

Напуск рабочего газа до необходимого на просматриваемом участке давления осуществлялся через накататель (5) измерительного бокса (6) с дифференциальной откачкой по краям. Управление накатателем и устройством для смены и контролируемого перемещения формирующих отверстий осуществлялось дистанционно. Световое излучение регистрировалось двумя взаимозаменяемыми детекторами (7 и 8), расположенными в горизонтальном (Y) и вертикальном (X) направлениях. Один из них (ФЭУ-110) служил для контроля потока фотонов во времени, а другой (8) измерял его пространственное распределение по сечению, например, вдоль X-координаты. При этом уменьшенное с помощью оптики (9) изображение светящейся области канала транспортировки проецировалось на торец многоканальной (по X-координате) световолоконной сборки (10), каждый канал (N) которой заканчивался своим ФЭУ-128 с усилителем (РА). В заданный момент времени усиленные токовые сигналы со всех ФЭУ и коллекторного датчика тока пучка ионов (4) через АЦП (ADC)

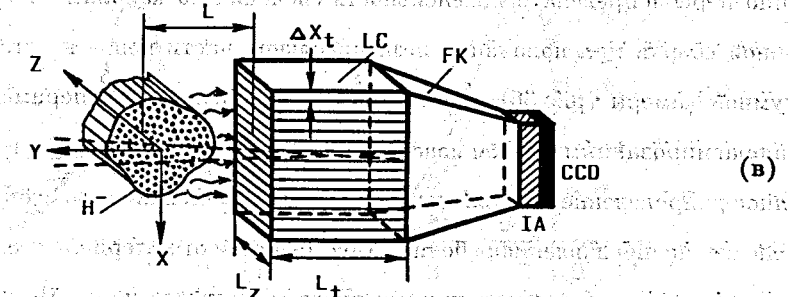
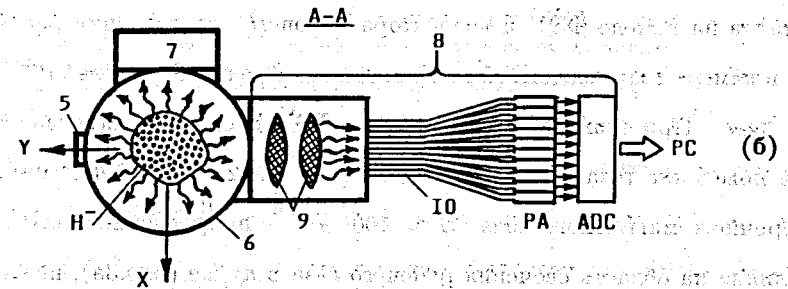
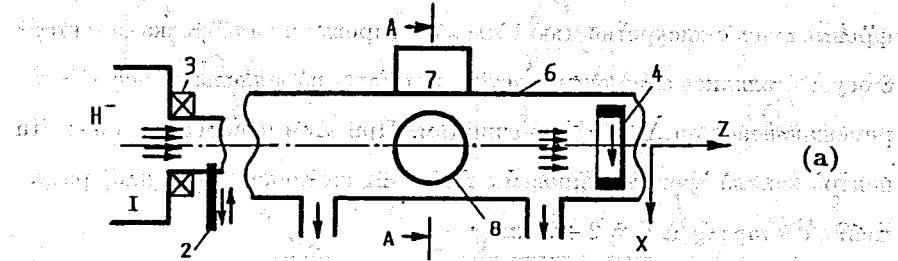


Рис.1. Схема экспериментов по использованию светового излучения в канале транспортировки для диагностики пучка ионов  $H^-$  (а, б) и общий вид профилометра с регистрацией фотонов (в)

поступали на обработку в ЭВМ (PC). Форма сигналов во времени оцифровывалась с дискретностью 1 мкс. Юстировка и калибровка детектора осуществлялись с помощью светящейся нити, параллельной оси  $Z$  и перемещающейся по  $X$ - и  $Y$ -координатам. При этом измеренное в области центра канала транспортировки с  $\Delta Y = \pm 2$  см пространственное разрешение составило  $\Delta X = 2 \div 3$  мм.

В экспериментах получены линейные зависимости отношения токовых сигналов на выходе ФЭУ и коллектора ионов  $H^-$  от давления рабочего газа в камере взаимодействия во всём диапазоне его изменения ( $10^{-6} \div 10^{-3}$  Тор). При этом форма сигналов с ФЭУ достаточно хорошо отражала поведение тока пучка во времени (см. рис.2). Включение слабого поперечного магнитного поля ( $H \approx 100$  Э) в направлении светосбора не влияло на область свечения рабочего газа в пучке (рис.3а), но существенно перераспределяло интенсивность свечения по каналам световолоконной сборки при попадании незначительной части ионов на стенку вакуумной камеры (рис.3б). Как показали контрольные эксперименты с диафрагмированным пучком ионов, попадающим на стенку, пространственное распределение и интенсивность свечения не менялись во всём диапазоне изменения давления рабочих газов, зависели от материала стенки, а также от величины и знака приложенного магнитного поля. Вычитание фонового свечения (при фиксированном магнитном поле и давлении остаточного газа) из соответствующих распределений при напуске газа позволило четко выделить область свечения газа в пучке и получить аналогичные представленным на рис.3а зависимости. При этом характерный поперечный размер области свечения, с учетом пространственного разрешения канала детектора ( $\Delta X$ ), хорошо согласуется с результатом прямых измерений профиля пучка при использовании многоламельных

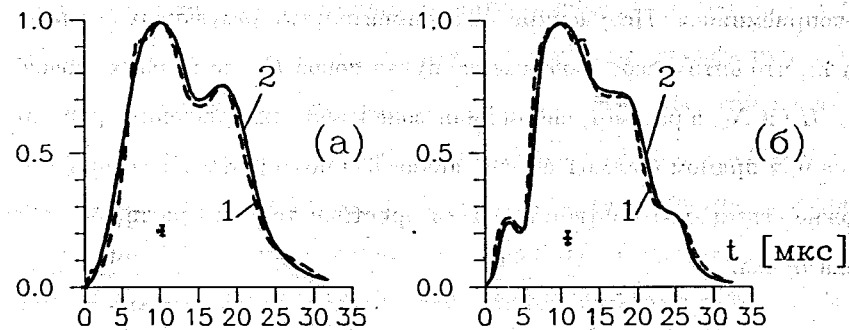


Рис.2. Зависимость во времени нормированных по амплитуде сигналов тока пучка ионов  $H^-$  (1) и ФЭУ (2), регистрирующего световое излучение из канала транспортировки при давлении остаточного газа  $P_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  Тор (а) и с газовой мишенью  $H^2$  при  $P_H = 2 \cdot 10^{-4}$  Тор (б).

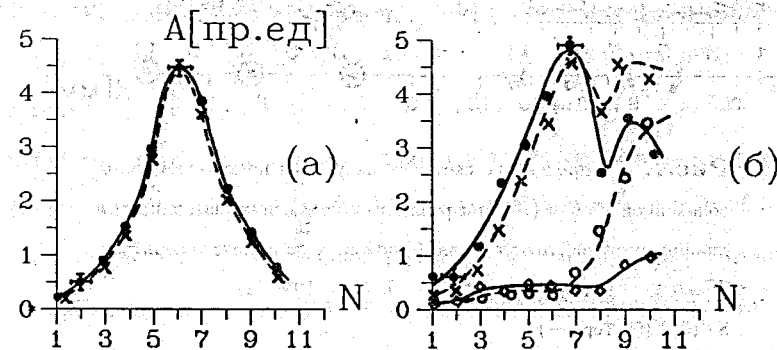
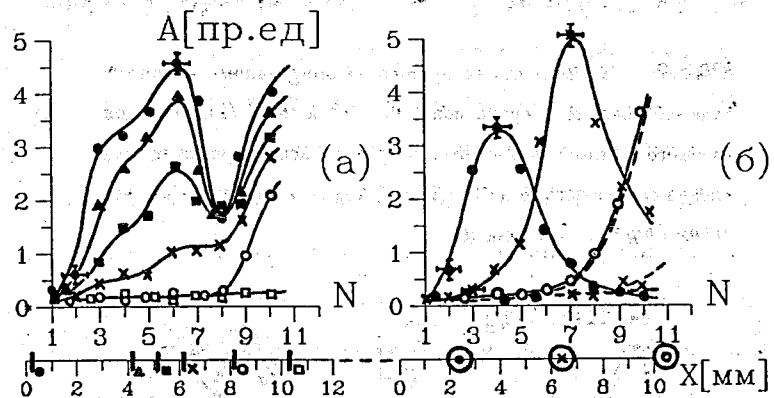


Рис.3. Распределение амплитуд сигналов ФЭУ по каналам регистрации излучения ( $N$ ) при прохождении пучка ионов  $H^-$  на участке дрейфовой камеры с остаточным ( $P_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  Тор,  $\circ$ ,  $\circ$ ) и рабочим газом ( $N_2$ ,  $P_N = 3 \cdot 10^{-4}$  Тор,  $\bullet$ ,  $\times$ ): (а) - без взаимодействия со стенкой; (б) - незначительная часть периферии пучка попадает на стенку.  $H = 0$  (—), 200 (---) Э.

токоприёмников. Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что оптическое изображение пучка ионов  $H^-$  на газовых мишенях  $H_2$ ,  $He$  и  $N_2$ , в рассмотренном диапазоне изменения давления, формируется при прямом взаимодействии атомов или молекул газа с ионами, и его можно связывать с соответствующим пространственным распределением тока пучка.



**Рис.4.** Распределение светового излучения по каналам световолоконной сборки ( $N$ ) при различных положениях шторки (а) и диафрагмирующего отверстия (б) по оси  $X$  на выходе ускорителя.  $H = 0$  Э,  $P_b = 3 \cdot 10^{-6}$  Тор (---),  $P_N = 10^{-4}$  (а),  $8 \cdot 10^{-4}$  (б) Тор (—).

Приведём некоторые характерные примеры отклика детектора 8 на изменение характеристик пучка. На рис.4а для рабочего газа  $N_2$  представлены распределения интенсивности свечения в камере при различной степени перекрытия пучка шторкой, перемещающейся по оси  $X$  на выходе ускорителя. При этом четко зафиксировано попадание пренебрежимо малой части ионов (незаметной для коллектора 4) на верхнюю стенку вакуумной камеры в просматриваемой области канала транспортировки.

Включение слабого поперечного магнитного поля ( $H \approx 100$  Э), с различной полярностью по оси  $Y$  на начальном участке дрейфа пучка, полностью устраняло или усиливало отмеченный эффект без изменения регистрируемого тока ионов. Для имитации смещения их потока в поперечном направлении с помощью диафрагмирующего отверстия выделялись различные области пучка на выходе ускорителя. Соответствующие распределения светового излучения при давлении остаточного газа  $P_b = 3 \cdot 10^{-6}$  Тор и с напуском азота до  $P_N = 8 \cdot 10^{-4}$  Тор представлены на рис.4б.

Аналогичные приведенным на рис.2÷4 результаты были получены для всех используемых в экспериментах рабочих газов. Отсутствие затягивания заднего фронта световыходов молекул  $N_2$  во времени, а также эксперименты с фильтром, отсекающим долгоживущую компоненту излучения 2<sup>-</sup>-полосы азота, указывают на малый вклад этой компоненты в токовый сигнал используемого типа ФЭУ при энергии ионов  $E_i = 2$  МэВ. Эти же эксперименты с фильтром позволяют сделать вывод о малом вкладе

$H_\alpha$ -излучения быстрых атомов водорода, рождающихся при обдирке малой части ионов  $H^-$  на газовой мишени. Таким образом, в проведенных экспериментах на примере достаточно простого устройства показано, что, при локальном напуске газа и пренебрежимых потерях пучка, получаемые токовые сигналы с ФЭУ и распределение их амплитуд по каналам световолоконной сборки адекватно отражают изменение тока пучка ионов  $H^-$  во времени, смещение пучка в поперечном направлении, перераспределение тока по его сечению, а также позволяют с высокой чувствительностью фиксировать попадание незначительной части ионов на стенку канала транспортировки. Продемонстрированные возможности указывают на целесообразность использования светового излучения для оперативного

контроля потерь ионов и оптимального согласования отдельных участков ускорительного тракта с малой энергией пучка.

## 2. Профилометр пучка по световому излучению в канале транспортировки

Верхняя граница по энергии ионов диагностируемого по световому излучению пучка определяется его током, плотностью используемой газовой мишени и чувствительностью детектирующей системы. При этом число фотонов, формирующих оптическое изображение пучка на поверхности детектора за время  $\Delta t$ , оценивается с помощью выражения

$$N_\gamma \approx 2 \cdot 10^{35} \cdot I_i \cdot \sigma_\gamma \cdot P_b \cdot \tau_i \cdot f_i \cdot \Delta t \cdot L_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot \eta_l / 4\pi; \quad (1)$$

где  $I_i$ ,  $\tau_i$ ,  $f_i$  - импульсный ток пучка [А], длительность [с] и частота [Гц] импульсов соответственно;  $\sigma_\gamma$  - сечение излучения фотонов в спектральном диапазоне детектирования [см<sup>2</sup>];  $P_b$  - давление газа на участке измерений [Тор];  $L_\gamma$  - эффективная длина области взаимодействия, с которой собирается свет [см];  $\Omega_\gamma$  - средний телесный угол светосбора;  $\eta_l$  - коэффициент пропускания оптической системы. Достаточно большая эффективность светосбора в сочетании с хорошим пространственным разрешением достигается в профилометре с регистрацией фотонов от отдельных слоёв пучка (см. рис.1в). Необходимая сепарация фотонов достигается с помощью многослойного коллиматора (LC), набранного из тонких прозрачных пластин с шероховатыми поглощающими поверхностями раздела. Выделенный светофильтром и прошедший через коллиматор поток фотонов переносится фооном (FK) на усилитель изображения (IA) и регистрируется ПЗС-матрицей (CCD). Пространственное разрешение профилометра на расстоянии  $L$  от входного торца коллиматора оценивается

величиной

$$\Delta X \approx \Delta X_l \cdot (1 + 2L \cdot n_l / L_l), \quad (2)$$

где  $\Delta X_l$ ,  $n_l$  и  $L_l$  - толщина пластины, её показатель преломления и длина по оси  $Y$  соответственно. Для ширины пластин по оси  $Z$ , равной  $L_z$ , получаем  $L_\gamma = L_z [1 + 2n_l \cdot L \sqrt{L_l^2 - L_z^2(n_l^2 - 1)}]$ . Средний телесный угол светосбора от просматриваемого слоя пучка в общем случае определяется весьма громоздким и не пригодным для анализа выражением. В связи с этим для оценок можно использовать нижние границы величин  $L_\gamma$  и  $\Omega_\gamma$ , соответствующие  $n_l = 1$

$$\Omega_{\gamma|min} = \Omega_\gamma(n_l = 1) = \frac{2\Delta X_l}{A_2 \cdot (L + L_l)} \cdot [A_1^{-1} - A_2^{-2}(A_1^{-1} - L_z/2(L + L_l)A_3) - 4L(1 + L/L_l) \cdot L_z^{-1} \cdot A_2^{-2} \cdot (A_3^{-1} - A_1^{-1}L_l/L_z)], \quad (3)$$

где  $A_1 = \sqrt{1 + (L_l/L_z)^2}$ ,  $A_2 = 1 + 2L/L_l$  и  $A_3 = \sqrt{1 + [L_z/2(L + L_l)]^2}$ . Для  $L_z = 5$  см,  $L = L_l = 10$  см,  $n_l = 1, 4$  и  $\Delta X = 1$  мм получаем  $\Delta X_l \approx 250$  мкм,  $L_{\gamma|min} \approx 15$  см и  $\Omega_{\gamma|min} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  ср. Современные детекторы позволяют с высокой точностью регистрировать одномерное пространственное распределение фотонов при минимальном их числе  $N_\gamma \approx 10^4$ . В этом случае потенциальные возможности данного профилометра для  $\eta_l = 0,8$ ,  $P_b = 5 \cdot 10^{-7}$  Тор и пучка ионов со средним током  $\bar{I}_i = 5 \cdot 10^{-4}$  А оцениваются соотношением (1) в виде  $\sigma_\gamma \cdot \Delta t \approx 10^{-18}$  см<sup>2</sup>с. Будем полагать, что в спектральном диапазоне излучения 1<sup>-</sup>-полосы азота для нерелятивистских ионов  $H^-$  с энергией  $E_i$  [кэВ] справедлива зависимость  $\sigma_\gamma \approx 6,4 \cdot 10^{-15} \cdot E_i^{-1} \cdot \ln(4,7 \cdot 10^{-2} \cdot E_i)$  [см<sup>2</sup>] (см. [8,9]). Тогда невозмущающее измерение профиля пучка в течение одной секунды возможно вплоть до энергии  $E_i \approx 50$  МэВ.

Авторы выражают благодарность Л.В.Аринину, Ю.Л.Венгерову и Л.Л.Гольдинову за помощь в подготовке экспериментов.

## Литература

1. Fraser J.S. - IEEE Trans. on Nucl. Science. 1979. V.NS-26. No.1. P.1641-1645.
2. Fraser J.S. - IEEE Trans. on Nucl. Science. 1981. V.NS-28. No.3. P.2137-2141.
3. Chamberlin D.D., Minerbo G.N., Teel L.E., Gilpatrick J.D. - IEEE Trans. on Nucl. Science. 1981. V.NS-28. No.3. P.2347-2349.
4. Bosser J., Mann J., Ferioli G., Wartski L. - Nucl. Instr. and Meth. A. 1985. V.238. No.1. P.45-52.
5. Артемов В.И., Добромиров С.А., Пеев Ф.А., Степин Д.Л. - Приборы и техн. экспер. 1989. N.4. С.42-44.
6. Novikov V.P., Serga E.V., Kharlamov A.V. - Proc. of the 2-nd Eur. Part. Accel. Conf. (Nice, 12-16 June 1990). 1990. V.1. P.765-767.
7. Гульбекян Г.Г., Мельников В.Н., Цыбин О.Ю. - Сообщение ОИЯИ P9-91-558. Дубна, 1991. - 6 с.
8. Dufay M., Desesquelles J., Carre M. et al. - Proc. of the 5-th Int. Conf. of the Phys. Electr. and Atom. Collis., Leningrad. 1967. P.297-299.
9. Артемов А.С., Аринин Л.В., Байгачев Ю.К., Геворков А.К. - Письма в ЖЭТФ. 1991. Т.53. Вып.11. С.533-535.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 сентября 1996 года.