

УДК 53.083.62, 621.384.6

ПРЕЦИЗИОННАЯ ВНЕВАКУУМНАЯ СИСТЕМА МОНИТОРИНГА ПРОТОННОГО ПУЧКА НА ОСНОВЕ ВИБРИРУЮЩЕЙ СТРУНЫ

М.А. АГИНЯН¹, С.Г. АРУТЮНЯН¹, D. CHOE², M. CHUNG²,
Г.С. АРУТЮНЯН¹, S.-Y. KIM², Э.Г. ЛАЗАРЕВА^{1*}, А.В. МАРГАРЯН¹

¹Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

²Ulsan National Institute of Science and Technology, Ulsan, Korea

*e-mail: ella.lazareva@yerphi.am

(Поступила в редакцию 9 января 2017 г.)

В качестве инструмента профилирования протонного пучка Корейского многоцелевого ускорительного комплекса (КОМАС) предложен датчик вибрирующей струны, который был установлен и испытан в мишенном зале TR23. Эксперименты проводились в условиях очень низких токов пучка (100 нА). При количестве частиц около 10^{11} в одном пучке и частоте повторения пучков 0.1 Гц был измерен профиль пучка с использованием нескольких положений сканирования. Опыт, накопленный в этих экспериментах, будет востребован для модернизации датчика (например, изучение взаимодействия протонов с материалом струны и процессов теплопередачи). Предложенный способ представляется особенно полезным для измерений в области гало пучка при функционировании установки КОМАС с высокими токами.

1. Введение

Для измерения профиля пучка протонов был использован датчик вибрирующей струны с большой апертурой [1]. Принцип работы этого устройства [2], следующий: при падении пучка на первоначально натянутую струну последняя нагревается частицами пучка, что приводит к уменьшению ее натяжения. В случае, если струна вибрирует на своей собственной частоте, такое изменение натяжения влияет на величину частоты. Точные измерения частоты позволяют в итоге получить информацию о потоке частиц на струну. Изменяя положение струны относительно пучка, можно измерить профиль пучка. Колебания струны в датчике возбуждаются взаимодействием проходящего через струну тока с постоянным магнитным полем. Механические колебания в струне создают электродвижущую силу, которая усиливается и прикладывается к струне с использованием схемы обратной связи. Данный процесс приводит к усилению случайного механического движения. Благодаря высокой добротности струны

вблизи резонанса «выживают» колебания только на собственной частоте струны. В результате струна начинает вибрировать на собственной частоте. Электронный блок для генерации колебаний струны, разработанный в Ереванском институте физики, обеспечивает очень устойчивые колебания струны. Используемые микроконтроллерные технологии и точный кварцевый генератор дают возможность измерения частоты с точностью лучшей, чем 0.01 Гц для интервалов измерения 1 с.

Равновесная температура вибрирующей струны в результате взаимодействия с пучком зависит от параметров датчика, а также от параметров передачи тепла от частиц пучка материалу струны. Условия, в которых происходят колебания струны (вибрирующая струна может быть размещена как в вакууме, так и в газовой атмосфере), также оказывают влияние на процесс теплоотвода и, следовательно, могут влиять на равновесную температуру струны. Абсолютные измерения потока частиц пучка требуют точного определения всех этих параметров. Может оказаться полезной также нормировка полного тока пучка другим известным методом.

Высокое разрешение датчика дает возможность измерения пучка вне вакуумной камеры, что значительно упрощает инфраструктуру измерения (например, не требуется специальная вакуумная камера с механизмом подачи, оборудованная высоковакуумными электрическими тоководами и т. д. [3]).

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по измерению поперечного профиля пучка в установке КОМАС [4–5] с максимальной энергией пучка протонов 20 МэВ. Измерения проводились в воздухе на расстоянии ~1 м от выходного фланца вакуумной камеры, где энергия пучка составляла 14.5 МэВ. Также представлен подробный анализ потерь протонов в материале с учетом максимальной передачи энергии в одном столкновении (формула Бете–Блоха), а также эффекта плотности и поправки на эффект связи электронов на *K*- и *L*-оболочках. Расчеты проведены в диапазоне энергий 10–10000 МэВ для вольфрамовой струны, используемой в эксперименте. Этот анализ позволяет корректировать значения коэффициентов конвекции и теплопередачи частиц пучка с использованием экспериментальных результатов частотных сдвигов.

2. Взаимодействие пучка протонов со струной

Падающий на струну пучок теряет в ней некоторую энергию, которая нагревает струну. Превышение температуры струны относительно начальной можно рассчитать с помощью уравнения баланса между депонированной в струну мощностью и теплоотводом через все возможные тепловые механизмы: проводимость вдоль струны между зажимами, потери на конвекцию в атмосферу

окружающей среды (в случае, если она присутствует) и потери за счет излучения в окружающее пространство. Предполагается, что помимо воздействия пучка нет никаких других источников тепла и что результирующий профиль температуры имеет треугольный вид. Уравнение баланса записывается в виде

$$W_{\text{beam}} = W_{\lambda} + W_{\text{rad}} + W_{\text{conv}}, \quad (1)$$

где

$$W_{\lambda} = 2(T - T_0)\lambda \frac{S}{L/2} \quad (2)$$

– теплоотвод посредством теплопроводности,

$$W_{\text{rad}} = \varepsilon \sigma_{\text{ST-B}} T_{\text{mean}}^4 \pi d L - \varepsilon \sigma_{\text{ST-B}} T_0^4 \pi d L \approx 2\varepsilon \sigma_{\text{ST-B}} T_0^3 (T - T_0) \pi d L \quad (3)$$

– теплоотвод посредством излучения,

$$W_{\text{conv}} = \eta \frac{T - T_0}{2} \alpha_{\text{conv}} \pi d L \quad (4)$$

– теплоотвод посредством конвекции.

Здесь T_0 – температура окружающей среды, T – максимальное повышение температуры (максимальное значение температурного профиля), $T_{\text{mean}} = (T + T_0)/2$ – средняя температура струны, d – диаметр и L – длина струны, S – поперечное сечение струны, λ – теплопроводность материала струны, $\sigma_{\text{ST-B}}$ – постоянная Стефана–Больцмана, ε – коэффициент излучения струны, α_{conv} – коэффициент конвекционной теплоотдачи, $\eta = 1$, если струна помещена в атмосфере, и $\eta = 0$, если струна находится в вакууме.

Вводя $\Delta T = (T - T_0) / 2$ (средний перегрев струны), можно найти следующее соотношение между ΔT и W_{beam} :

$$\Delta T = \frac{W_{\text{beam}}}{8\lambda S / L + 4\varepsilon \sigma_{\text{ST-B}} T_0^3 \pi d L + \eta \alpha_{\text{conv}} \pi d L}. \quad (5)$$

Для параметра α_{conv} используется формула для обдувания цилиндра воздухом со скоростью v [6]:

$$\alpha_{\text{conv}} = 4.13 \frac{v^{0.8}}{d^{0.2}}. \quad (6)$$

Например, для струны с длиной $L = 80$ мм и частотой колебаний ~ 2000 Гц на первой гармонике мы находим $v \approx 0.3$ м/с (амплитуда колебаний составляет около двух диаметров струны) и соответственно $\alpha_{\text{conv}} \approx 17$ Вт/(м²К). Отсюда следует, что при комнатной температуре теплоотвод конвекцией воздухом всегда доминирует по сравнению с радиационным теплоотводом.

Для того, чтобы определить параметр W_{beam} , следует рассчитывать,

сколько энергии в веществе струны теряет протон. При прохождении через вещество протон взаимодействует с присутствующими в материале электронами и ядрами посредством электромагнитного взаимодействия (ионизационные потери). Кроме этого, протон также может испытывать ядерные взаимодействия. Присутствуют также процессы излучения протоном. Тем не менее, по причине большой массы протона последние два эффекта пренебрежимо малы по сравнению с ионизационными потерями в диапазоне энергий протонов меньше 5000 ГэВ [7]. Уравнение для конкретных ионизационных потерь dE/dx частицы с массой $M \gg m_e$ (m_e – масса электрона) и скоростью v известно как формула Бете–Блоха [8] и является основным выражением, которое используется для расчета потерь энергии

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{\Phi^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{z} \right], \quad (7)$$

где $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535$ МэВ см²/моль, $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро, $r_e = 2.817 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, $m_e c^2 = 0.511$ МэВ, ρ – плотность поглощающего материала в г/см³, Z – атомный номер поглощающего материала, z – заряд падающей частицы в единицах заряда электрона, A – атомный вес поглощающего материала в г/моль, Φ – средний потенциал ионизации в эВ, $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, c – скорость света, δ – поправка, учитывающая эффект плотности среды, C – поправка на эффект связи электронов на K - и L -оболочках и $W_{\max}$ – максимальная передача энергии при одном столкновении. Максимальная передача энергии, в случае массы протона $m_p \gg m_e$, равна $W_{\max} \approx 2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$ (см., например, [8, 9]). Для электронов и позитронов формула Бете–Блоха отличается от выражения (7).

В табл.1 приведены некоторые типичные значения ионизационных потерь для протона в вольфраме ($Z = 74$, $A = 183.84$ г/моль и $\rho = 19.3$ г/см³) без поправок и в двух диапазонах энергии протонов. Для получения среднего значения ионизационного потенциала атомов поглощающего вещества используется значение $I = 727$ эВ для $W_{\max}$, следующее из прямых экспериментальных данных [10], вместо полуэмпирической формулы, представленной в работе [8].

Для одного протона потери δ_p в струне в первом приближении можно представить как

$$\delta_p = \left(\frac{dE_p}{dx} \right) \times (\pi d / 4). \quad (8)$$

Некоторое количество потерь энергии протона трансформируется в тепло и нагревает материал струны. Доля преобразования потерь в тепло зависит от энергии протона, параметров материала струны и ее геометрии. В работе [11]

Табл.1. Кинетическая энергия протона E_p и ионизационные потери dE_p/dx для протона в вольфраме

E_p , МэВ	dE_p/dx , МэВ/см	E_p , МэВ	dE_p/dx , МэВ/см
10	384.63	1000	23.87
11	359.92	2000	22.63
12	338.57	3000	23.04
13	319.92	4000	23.66
14	303.46	5000	24.29
15	288.83	6000	24.88
16	275.73	7000	25.43
17	263.91	8000	25.92
18	253.20	9000	26.37
19	243.44	10000	26.79
20	234.50		
21	226.29		
22	218.71		
23	211.70		
24	205.18		
25	199.11		

было проведено моделирование с целью вычисления преобразующейся в тепло доли потерь энергии протонов (фактически, ионизационных потерь). Объектом исследования была выбрана углеродная струна для сканера [12]. Авторы работы [11] оценили, что для протона с энергией 100 МэВ, проходящего сквозь углеродную струну диаметром 30 мкм, ионизационные потери ~ 35.5 кэВ полностью нагревают струну и только 0.67 кэВ покидает струну посредством ядерного взаимодействия. Таким образом, мы можем предположить, что $\varepsilon_{\text{heat}} \approx 1$ (в наших предыдущих публикациях, см., например, [2], мы использовали меньшее значение $\varepsilon_{\text{heat}} \approx 0.3$).

В итоге находится уравнение, определяющее сдвиг частоты колебаний струны в зависимости от тока падающего на струну пучка протонов I_p :

$$\frac{\Delta F}{F_0} = - \frac{E}{2\sigma_0} \frac{\alpha \varepsilon_{\text{heat}} (\delta_p I_p / e)}{\left[8\lambda S / L + 4\varepsilon \sigma_{\text{ST-B}} T_0^3 \pi dL + \eta \alpha_{\text{conv}} \pi dL \right]}, \quad (9)$$

где $F_0 = (1/L)\sqrt{\sigma_0/\rho}$ – начальная частота струны, вибрирующей на второй гармонике. Здесь σ_0 – начальное натяжение струны, ρ – плотность, α – коэффициент теплового расширения и E – модуль упругости материала струны.

Например, для $E = 15$ МэВ и диаметра вольфрамовой проволоки $d = 100$ мкм получаем $\delta_p = 2.27$ МэВ. Для протонного пучка с гауссовым профилем (с шириной пучка 15 мм) и средним током пучка $I_{\text{total}} = 100$ нА, падающего на помещенную в центре тока пучка струну, $I_p = 2.175 \times 10^{-10}$ А (длина струны $L = 80$ мм). При коэффициентах конверсии потерь в тепло $\epsilon_{\text{heat}} = 0.9$ и конвекции воздуха $\alpha_{\text{conv}} = 17$ Вт/(м²К) повышение температуры струны ΔT составляет 0.8 К и депонированная в струне мощность ~ 0.44 мВт (диапазон датчика с используемыми параметрами составляет 1.5×10^{-6} –0.15 Вт). При начальной частоте примерно 2000 Гц частотный сдвиг составляет ~ 2.9 Гц.

3. Описание датчика вибрирующей струны

Основной вид датчика вибрирующей струны (ДВС) представлен на рис. 1. Струна (1) натянута между двумя зажимами (4). Начальное натяжение струны определяет частоту ее колебаний. Струна проходит через два участка магнитного поля, образованных парой постоянных магнитов (2) с полюсами из мягкого железа (3). Зазор между магнитами составляет около 1 мм и колебания происходят в плоскости зазора. Если магнитное поле в зазорах направлено в одном и том же

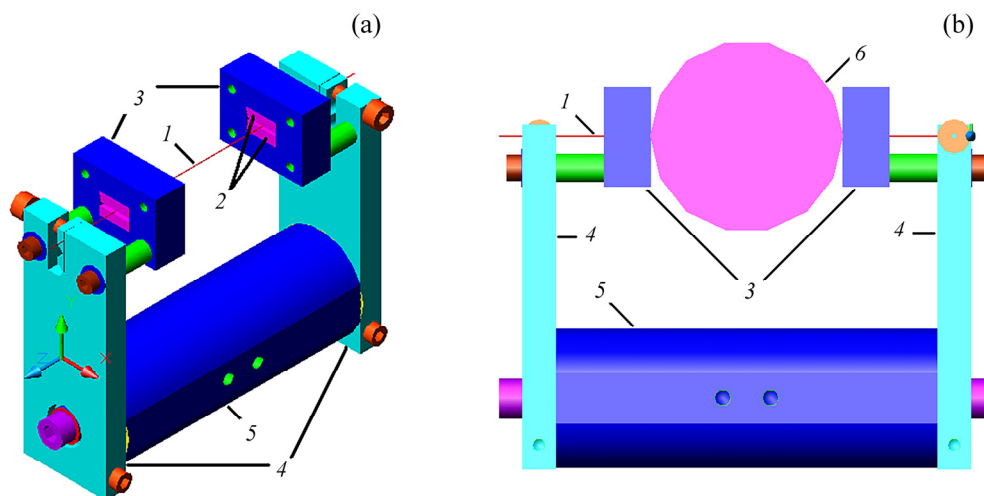


Рис. 1. (а) Общий вид датчика с апертурой 40 мм и длиной струны 80 мм: 1 – вибрирующая струна, 2 – магниты, 3 – полюса магнита, 4 – зажимы, 5 – основание. (б) Апертура датчика изображена в виде круга 6, помещенного между магнитными полюсами.

направлении, в системе генерируются колебания первой гармоники. В случае противоположных направлений магнитного поля, генерируется вторая гармоника колебаний. Генерация основана на взаимодействии электрического тока, протекающего через струну, с магнитным полем. Вибрирующая струна подключена к положительной обратной связи усилительной цепи электронной схемы. Схема состоит из операционных усилителей, усиливающих колебания на собственной частоте (подробнее см. [13]).

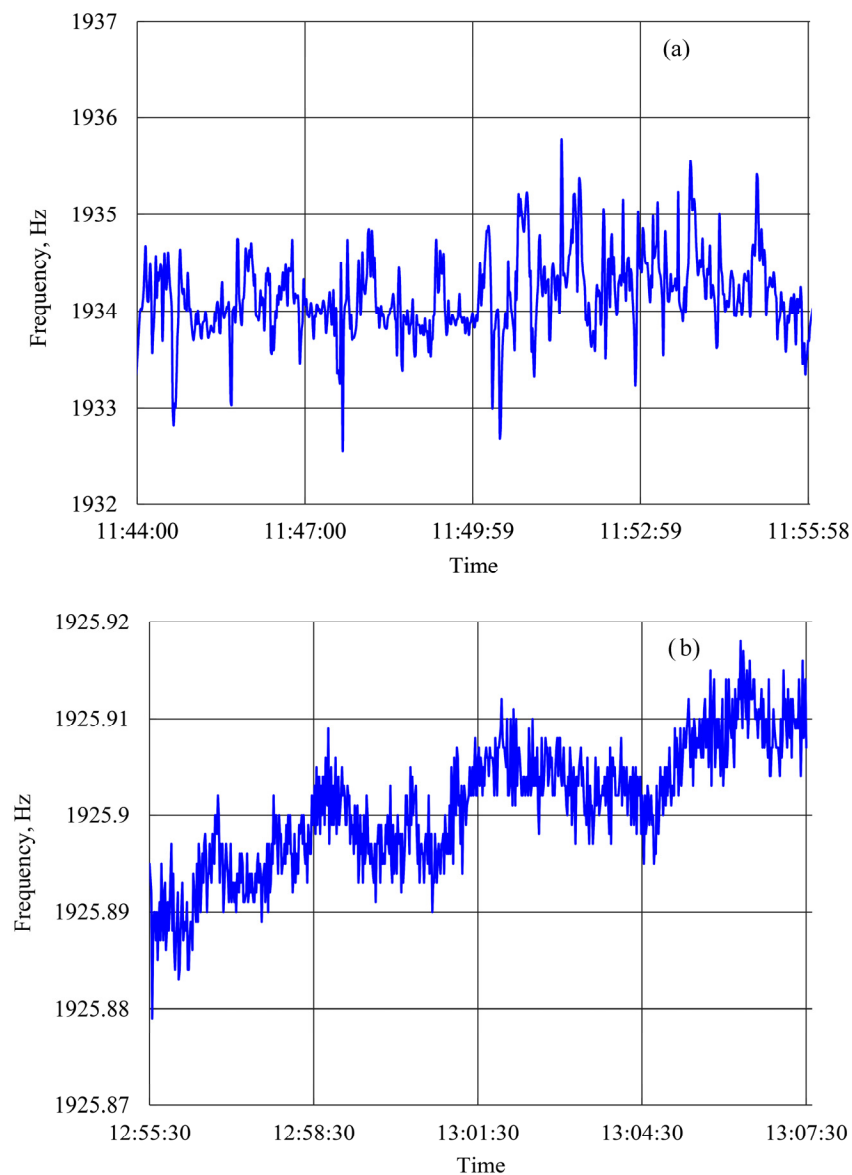


Рис.2. Частотный сигнал (а) без защиты от конвекции и (b) с защитой от конвекции.

Датчик может работать в вакууме или в воздухе. В вакууме уровень стабильности частоты сигнала лучше, чем 0.01 Гц. В случае, когда датчик используется в воздухе, из-за конвекции флуктуации частоты колебаний становятся больше. Проблема особенно существенна для струн с большими длинами. На рис.2 приведены сигналы датчика без защиты от конвекции (рис.2а) и с коробкой, защищающей датчик от конвекции (рис.2б).

Стандартная ошибка линейной регрессии экспериментальных точек на рис.2а составляет 0.4 Гц, а экспериментальных точек на рис.2б только 0.0038 Гц, т. е. воздействие коробки, защищающей от конвекции, очень существенное.

4. Результаты эксперимента

4.1. Установка КОМАС и профилирование пучка с помощью радиохромных пленок

Корейский многоцелевой ускорительный комплекс (КОМАС) состоит из линейного ускорителя протонов с энергией 100 МэВ, включающий источник ионов на 50 кэВ, и выводов пучка на 20 МэВ и 100 МэВ [4]. Проект разработан для обеспечения интенсивных пучков протонов (со средним током пучка на 20 МэВ 4.8 мА и для пучка в 100 МэВ 1.6 мА), которые могут быть использованы как в широкой области исследований и разработок, так и применяться для различных промышленных приложений [5]. Сконструировано пять выводов пучка на 20 МэВ и пять выводов пучка на 100 МэВ с соответствующими мишенными залами. В настоящий момент два таких вывода пучка (TR23 с частотой следования цугов до 30 Гц, с максимальным средним током пучка 0.6 мА и энергией протонов 20 МэВ и TR103 с частотой следования цугов до 15 Гц, с максимальным средним током 0.3 мА и энергией протонов 100 МэВ) находятся в эксплуатации. Параллельно с вводом в строй новых выводов пучка идет развитие и установка приборов диагностики пучков. В мишенном зале TR23 пучок выводится в воздух из вакуумной камеры ускорителя через титановую фольгу. Для различных применений зал оснащен 3D-подвижным столом с управлением из диспетчерской комнаты. Протонный пучок рассеивается в воздухе и его энергия снижается, так что энергия и профиль пучка сильно зависят от расстояния выходного фланца вакуумной камеры.

Для контроля профиля пучка протонов в воздухе в мишенном зале TR23 используются радиохромные дозиметрические пленки GAFCHROMIC H-V2 [14]. Такого рода пленки обычно используются для количественного измерения поглощенной дозы фотонов высокой энергии, а также для дозиметрии широкого спектра других источников излучения (электронов, протонов, фотонов [15], а

также альфа-частиц [16]). Пленка является самопроявляющейся, т. е. не требует химикатов и оборудования для ее проявки. Динамический диапазон доз от 10 до 1000 Гр практически энергонезависим, энергетическое разрешение составляет около 100 кэВ в диапазоне нескольких МэВ. Пленка имеет высокое пространственное разрешение (<5 мкм) и состоит из активного слоя, содержащего активный компонент, маркерный краситель, стабилизаторы и другие компоненты, определяющие отклик пленки. Степень окрашивания материала зависит от энергии, поглощаемой продуцирующими цвет элементами (хромофорами) [16].

Радиоцветная пленка имеет хорошие интегральные характеристики: разница откликов при суммарной дозе около 10 Гр со скоростями облучения 3.4 Гр/мин и 0.034 Гр/мин составляет менее 5% от полного сигнала [14]. После экспонирования, как правило, пленки сканируются на специальном сканере, а затем оцифровываются с помощью специальной программы обработки изображений. На рис.3 представлены результаты использования радиоцветной пленки в нашем эксперименте перед датчиком.

Недостатком этого метода является то, что пленка, начиная с некоторого количества прошедших частиц, чернеет и требует замены. В качестве дополнения к профилированию посредством радиоцветной пленки предложено использовать датчик вибрирующей струны с повышенными чувствительностью и точностью. Кроме того, этот выбор обоснован тем, что в условиях эксперимента необходимо было измерить очень низкий ток пучка (только 10^{11} протонов в цуге вместо намеченного номинального значения количества протонов в цуге 1.25×10^{14}).

4.2. Профилирование пучка с помощью ДВС

ДВС был установлен на 3D-столе вывода пучка TR23 (см. рис.3). Положение датчика было выбрано на расстоянии 1 м от выходного фланца вакуумной камеры. Исходная энергия протонов 20 МэВ в этой позиции уменьшалась до 14.5 МэВ.

Для того, чтобы предотвратить магнитную систему от протонов за пределами апертуры струны (см. рис.1b) до датчика вибрирующей струны был установлен алюминиевый коллиматор с диаметром отверстия 30 мм. Коллиматор и датчик представлены на рис.3b. Все компоненты установлены на подвижном 3D-столе, который дает возможность регулировать положение датчика по высоте и организовать сканирование в поперечном горизонтальном направлении.

Затем датчик покрывался коробкой, защищающей его от конвекционных помех. Диафрагма коллиматора и отверстие в коробке были покрыты пленкой GAFCHROMIC для позиционирования коллиматора и датчика по линии пучка.

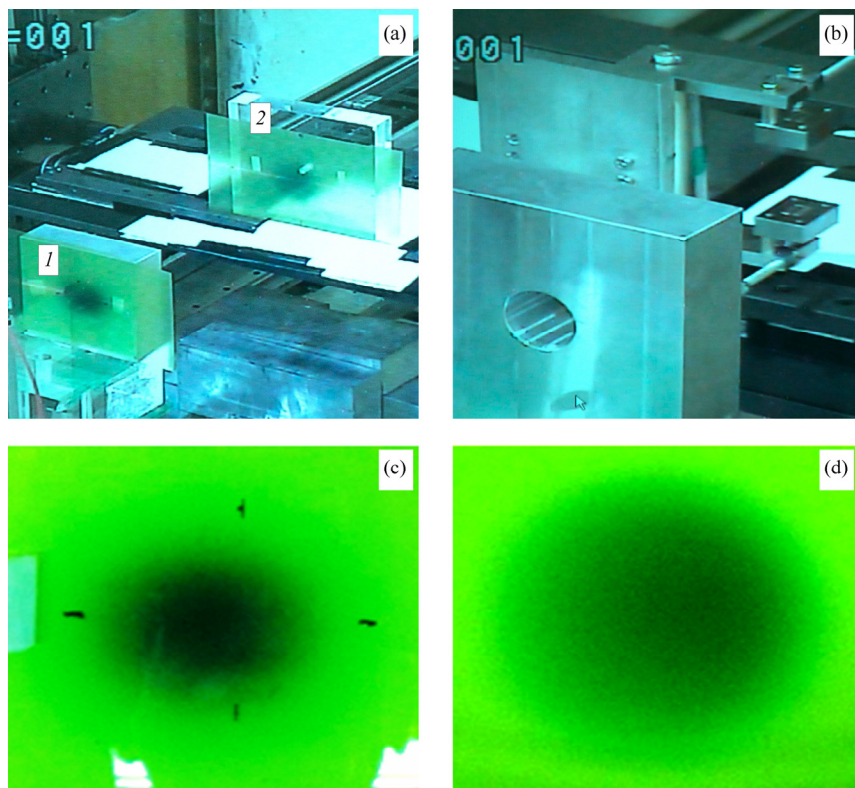


Рис.3. Профилирование протонного пучка посредством пленки GAFCHROMIC: (а) алюминиевый коллиматор (1) толщиной 20 мм и диаметром отверстия 30 мм и оргстекло (2) (здесь в дальнейшем будет установлен датчик) покрыты радиохромной пленкой; (б) алюминиевый коллиматор толщиной 20 мм и диаметром отверстия 30 мм без пленки в увеличенном масштабе (на заднем плане расположен датчик); (с) профиль пучка на пленке, установленной на коллиматоре и (д) профиль пучка на пленке, установленной на блоке из оргстекла.

Один цуг протонного пучка имеет длительность около 100 мкс, в данном эксперименте частота следования цугов была ограничена величиной 1 Гц. Соответствующая задержка между цугами составляла 1 с и больше. Это время следует сравнить с временем отклика датчика, которое определяется тремя различными процессами теплоотвода (проводимостью через струну, излучением и конвекцией с поверхности струны). Для $L = 80$ мм, $d = 100$ мкм, $\varepsilon = 0.3$, $\alpha_{\text{conv}} = 17$ Вт/(м²К) время отклика датчика составляет около 2.6 с [17]. В первых экспериментах с частотой повторения 1 Гц частотный отклик датчика не разделял друг от друга последовательные цуги. В итоге наблюдалась перекрывающаяся структура таких цугов. Для уверенного разделения цугов была выставлена задержка между цугами 10 с (частота следования 0.1 Гц).

Результирующий эксперимент был проведен по следующей схеме: 5 цугов с частотой повторения 0.1 Гц в фиксированном положении датчика, затем задержка в 1 мин, в течение которой датчик сдвигался в поперечном направлении на 4 мм. Диапазон позиций, где наблюдался уверенный сигнал с датчика, составлял от +2 до -46 мм (всего 13 позиций). Результат измерений представлен на рис.4, где сгруппированы тринадцать измерений в различных положениях датчика.

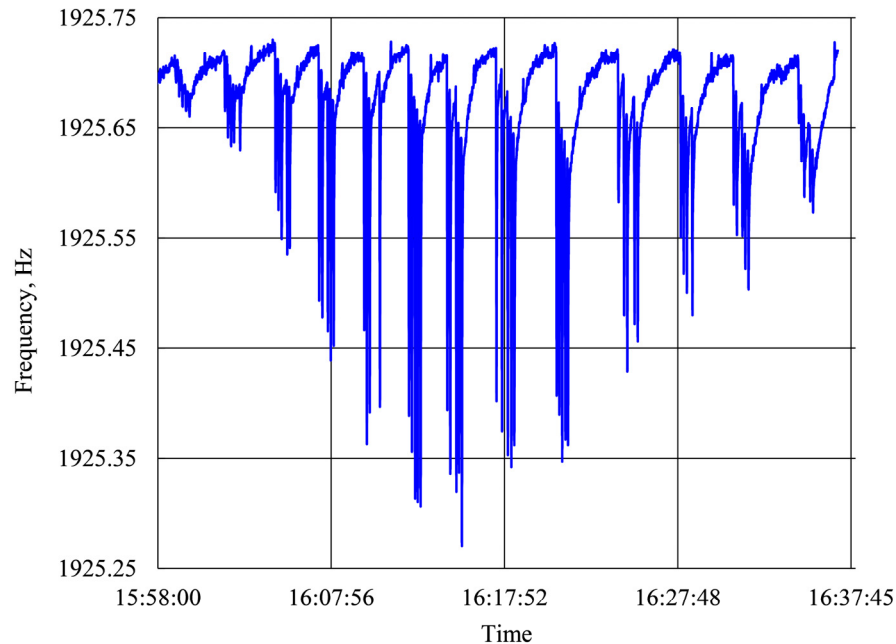


Рис.4. Сводная информация по эксперименту полного сканирования. Видно, что только для позиций 2, -18 и -30 мм цуги пучка имеют регулярную временную структуру. Серия измерений позиций -14 мм и -38 мм содержит только четыре цуга вместо пяти.

Как видно из рис.4, наблюдается существенная разница между измерениями цугов в одной серии, соответствующей фиксированной позиции датчика вибрирующей струны. Эта разница может быть объяснена либо разницей числа частиц в цуге, либо поперечными сдвигами цугов. Для решения этого вопроса желательно использование датчиков с несколькими вибрирующими струнами. В дальнейшем мы предполагаем, что поперечные смещения цугов отсутствуют, и по сериям измерений в фиксированном положении датчика вычисляем среднее от величин падения частоты после прохождения цуга.

На рис.5 представлена серия измерений цугов, соответствующих положению -18 мм, из которого видно резкое падение частоты при пападании цуга на струну и последующее возвращение частоты на исходное значение после короткого по времени воздействия цуга. Такое поведение типично для процессов нагрева и дальнейшего охлаждения струны. Так как процесс охлаждения прерывается падением на струну последующего цуга, наблюдается небольшой наклон точек, в которых происходит прерывание процесса охлаждения. В качестве численного значения воздействия цуга на частоту струны вычисляется падение частоты от начала ее падения до минимального значения. Набор таких значений для различных положений дает представление об усредненном профиле пучка в течение времени эксперимента (см. рис.6).

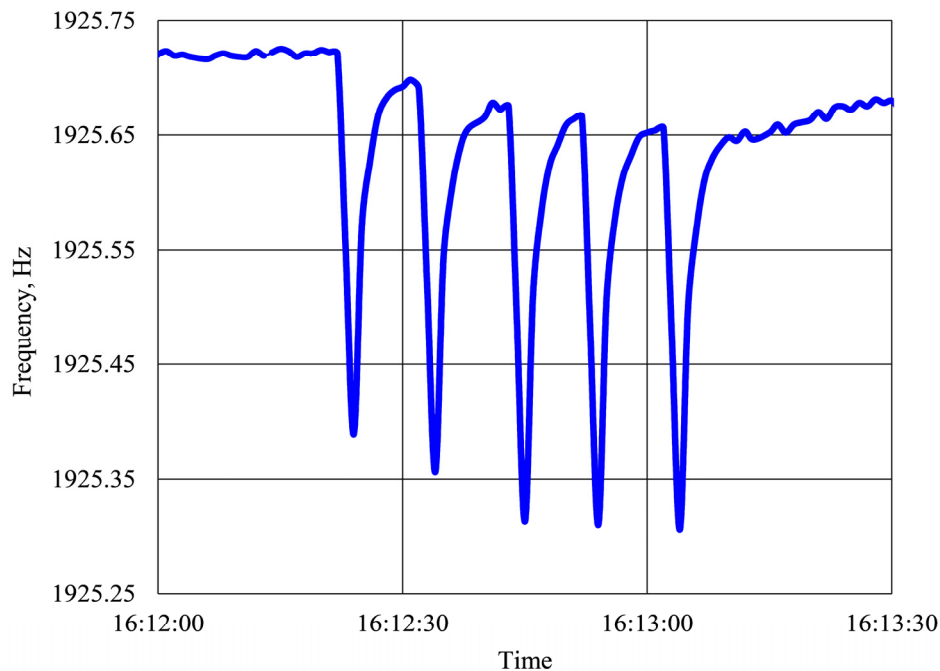


Рис.5. Регулярная временная структура отклика датчика вибрирующей струны 5 цугов в положении -18 мм.

В серии измерений, соответствующих положению -34 мм, одна экспериментальная точка в вычислениях не учитывалась. Серии, соответствующие положениям -14 и -18 мм, содержали только 4 цуга. Фитирование экспериментальных точек произведено с помощью гауссовой кривой $G \exp(-(x - x_0)^2 / 2\sigma^2)$ со следующими значениями параметров: $\sigma = 15$ мм, $x_0 = -20$ мм, $G = 0.345$ Гц (x – поперечная координата).

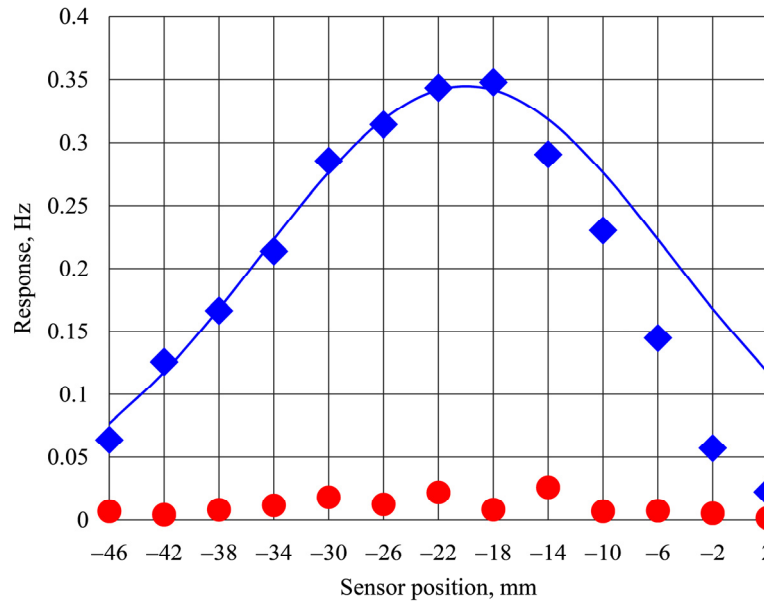


Рис.6. Профиль пучка, восстановленный с помощью процедуры измерения падения частоты от каждого цуга. Ромбики – средние значения серии измерений в фиксированных положениях датчика вибрирующей струны (кружочки соответствуют среднеквадратичным отклонениям по серии). Сплошная кривая – фитирование экспериментальных точек гауссовой кривой.

5. Заключение

Датчик вибрирующей струны был применен для измерения профиля протонного пучка установки КОМАС в условиях очень малого тока. Соответствующее падение частоты около 0.5 Гц было достаточным для анализа структуры отдельного цуга. Данный анализ показал существенную разницу между последовательными цугами. Средний профиль пучка протонов был восстановлен по серии измерений в фиксированных положениях пучка. Благодаря большому динамическому диапазону вибрирующей струны (максимальный сдвиг частоты до 1000 Гц) измерения протонов могут быть проведены при существенно больших значениях интенсивности пучка. Для номинальных значений тока установки КОМАС (например, 0.6 мА для TR23) ДВС может быть использован для измерения области гало пучка. Важной задачей является дальнейшее уточнение параметров ДВС, в частности, определение коэффициента конвертации потерь частиц в тепло и коэффициентов конвекционных потерь вибрирующей струны. Спецификация указанных параметров даст возможность производить измерения абсолютных значений интенсивности пучков. В дальнейших экспериментах рекомендуется использовать разработанную в [13] технику резонансной мишени,

существенно ускоряющую процесс сканирования пучка.

Авторы благодарны К.-К. Kim, S.-J. Kim, М.-Н. Chung и J.-С. Park за помощь при работе на установке КОМАС. Авторы также благодарны R. Reetz and J. Bergoz за многолетнюю постоянную поддержку. Работа выполнена при поддержке National Research Foundation of Korea (NRF-2015M2B2A4033273).

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.G. Arutunian, A.E. Avetisyan, M.M. Davtyan, G.S. Harutyunyan, I.E. Vasiniuk, M. Chung, V. Scarpine.** Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams, **17**, 032802-1 (2014).
2. **S.G. Arutunian, M.R. Mailian, K. Wittenburg.** NIM A, **572**, 1022 (2007).
3. **G. Decker, S. Arutunian, M. Mailian, I. Vasiniuk.** Beam Instrumentation Workshop, BIW08, May 4–8, 2008, Lake Tahoe, USA, pp. 36–40.
4. **Y.-S. Cho, H.-J. Kwon, D.-I. Kim, H.-S. Kim, J. Y. Ryu, B.-S. Park, K. T. Seol, Y.-G. Song, S.-P. Yun, J.-H. Jang.** Proc. IPAC2013, May 12–17, 2013, Shanghai, China, pp. 2052–2054.
5. **K.-R. Kim, K. Y. Kim, Y.-S. Cho, J.-Y. Kim, J.-W. Park, B.-H. Choi.** J. Korean Phys. Soc., **59**, 521 (2011).
6. **A.-E. Nowak, G. Stein.** Feuerfestbau, Werkstoffe-Konstruktion-Ausfuehrung. Essen, Vulkan-Verlag, 2002.
7. **D.H. Perkins.** Introduction to High Energy Physics. Boston, Addison-Wesley, 1972.
8. **W.R. Leo.** Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. New York, Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1987.
9. **J.F. Janni.** Calculations of Energy Loss, Range, Pathlength, Straggling, Multiple Scattering, and the Probability of Inelastic Nuclear Collisions for 0.1 to 1000 MeV Protons, Tech. Report no. AFWL-TR-65-150, Air Force Weapons Laboratory, New Mexico, 1966.
10. **R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, M.J. Berger.** Phys. Rev. B, **26**, 6067 (1982).
11. **P. Elmfors, A. Fasso, M. Huhtinen, M. Lindroos, J. Olsfors, U. Raich.** arXiv: physics/9703018v1 [physics.acc-ph] 12 March 1997.
12. **H. Kumawat, D. Dutta, V. Mantha, A.K. Mohanty, P. Satyamurthy, R.K. Choudhury, S. Kailas.** NIM B, **266**, 604 (2008).
13. **S.G. Arutunian, M. Chung, G.S. Harutyunyan, A.V. Margaryan, E.G. Lazareva, L.M. Lazarev, L.A. Shahinyan.** Rev. Sci. Instrum., **87**, 023108 (2016).
14. <http://www.gafchromic.com/documents/gafchromic-hdv2.pdf>
15. **S.N. Chen, M. Gauthier, M. Bazalova-Carter, S. Bolanos, S. Glenzer, R. Riquier, G. Revet, P. Antici, A. Morabito, A. Propp, M. Starodubstev, J. Fuchs.** Absolute Dosimetric Characterization of Gafchromic EBT3 and HDv2 Films Using Commercial Flat-Bed Scanners and Evaluation of the Scanner Response Function Variability. <http://waset.org/publications/16486/characterization-of-hd-v2-gafchromic-film-for-measurement-of-spatial-dose-distribution-from-alpha-particle-of-5.5-mev>
16. **J. Kalef-Ezra.** Radiochromic Film Dosimetry, www.efie.gr/index.php/gr/
17. **S.G. Arutunian, D. Choe, M. Chung, G.S. Harutyunyan, A.V. Margaryan, E.G. Lazareva.** Proc. 25th Annual Int. Laser Physics Workshop 2016, July 11–15, 2016, Yerevan, Armenia (will be published).

ՊՐՈՏՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԱՐՏԱՎԱԿՈՒՈՒՄԱՅԻՆ ՃՇԳՐԻՏ ԶԱՓՄԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳ
ՏԱՏԱՆՎՈՂ ԼԱՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Մ.Ա. ԱՂԻՆՅԱՆ, Ս.Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, D. CHOE, M. CHUNG,
Գ.Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, S.-Y. KIM, Է.Գ. ԼԱԶԱՐԵՎԱ, Ա.Վ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Որպես Կորեայի Բազմանպատակ Արագացուցչային Համալիրի (KOMAC) փնջի պրոֆիլավորման գործիք առաջարկվել է օգտագործել տատանվող լարով մոնիտոր, որն տեղադրվել և փորձարկվել է TR23 թիրախային դահլիճում: Փորձերը կատարվել են փնջի շատ ցածր հոսանքի պայմաններում (մինչև 100 նԱ): Փնջի պրոֆիլը մի քանի սկանավորման դիրքերով չափվել է, երբ մասնիկների թիվը մեկ ցուգում կազմում էր մոտավորապես 10^{11} , իսկ ցուգի կրկնման հաճախությունն էր 0.1 Հց: Այս փորձերում կուտակված տվյալները օգտակար կլինեն մոնիտորի մոդերնիզացիայի համար (կարևոր է, օրինակ, պրոտոնների հետ լարի նյութի փոխազդեցության և ձերմափոխանակման պրոցեսների ուսումնասիրությունը): Առաջարկվող չափման մեթոդը հատկապես օգտակար է փնջի հալոյի տիրույթը չափելու համար, երբ KOMAC համալիրի սարքավորումները գործեն բարձր հոսանքների պայմաններում:

PRECISE OUT-VACUUM PROTON BEAM MONITORING SYSTEM
BASED ON VIBRATING WIRE

M.A. AGINIAN, S.G. ARUTUNIAN, D. CHOE, M. CHUNG,
G.S. HARUTYUNYAN, S.-Y. KIM, E.G. LAZAREVA, A.V. MARGARYAN

As an instrument for Korea Multi-purpose Accelerator Complex (KOMAC) facility proton beam profiling, a vibrating wire monitor (VWM) has been installed and tested at TR23 target room. Experiments were done at very low (100 nA) beam current conditions. At the number of particles about 10^{11} proton/train and trains repetition rate of 0.1 Hz we have measured the beam profile by a few scanning steps. The experience accumulated in these experiments turned out to be useful for the VWM upgrades (e.g. understanding interactions of protons with wire materials and heat transfer processes) and will be particularly helpful for the KOMAC beam halo measurements in the future high-current operation.