Известия НАН Армении, Физика, т.58, №2, с.172–179 (2023)

УДК 53.083.62, 621.384.6 DOI: 10.54503/0002-3035-2023-58.2-172

# ОСОБЕННОСТИ ДВУХСТРУННОГО МОНИТОРА ВИБРИРУЮЩИХ СТРУН

Г.В МИРЗОЯН<sup>1,2</sup>, L. SPOTTEK<sup>3</sup>, С.Г. АРУТЮНЯН<sup>1,2</sup>, А.В. МАРГАРЯН<sup>1</sup>, Э.Г. ЛАЗАРЕВА<sup>1\*</sup>, Л.М. ЛАЗАРЕВ<sup>1</sup>, Г.С. АРУТЮНЯН<sup>1</sup>, А.С. ВАРДАНЯН<sup>2</sup>, М. CHUNG<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения <sup>2</sup>CANDLE Институт Синхротронных Исследований, Ереван, Армения <sup>3</sup>Institute for Nanostructure and Solid State Physics, University of Hamburg, Germany <sup>4</sup>Ulsan National Institute of Science and Technology, Ulsan, South Korea

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

(Поступила в редакцию 30 января 2023 г.)

Мониторы вибрирующих струн используются для измерения поперечных профилей пучков различной природы. Для увеличения точности сканирования, а в определенных случаях для устранения сканирования (измерение профиля с помощью матрицы струн), предложено использовать несколько вибрирующих струн. Такой монитор с двумя разнесенными на расстояние вибрирующими струнами составил измерительную часть лабораторного стенда, разработанного нами для обучения студентов ускорительной технике. Обсуждаются особенности такого двухструнного монитора, в частности проблемы перерассеяния мощности лазерного излучения между струнами.

#### 1. Введение

Проволочные сканеры используются во многих ускорителях в качестве стандартного устройства для измерения профиля пучка. [1]. Сигнал от взаимодействия пучок–проволочка может быть обнаружен двумя различными способами: обнаружением частиц рассеянного пучка вне вакуумной камеры [2,3], либо измерением тока вторичной электронной эмиссии, создаваемым пучками частиц [4,5]. На основе второго метода разработаны мониторы, представляющие собой сетку из проволочек–электродов [6,7].

В 1999 г для диагностики пучков ускорителей было предложено использование вибрирующих струн [8], обладающих большей чувствительностью по сравнению с проволочными сканерами.

Мониторы вибрирующей струны (MBC) для измерения поперечных профилей различных пучков основаны на зависимости частоты струны от ее натяжения. С учетом повышенной чувствительности к температуре струны, защемленной с двух концов, оказалось, что такие мониторы оказываются чувствительными к незначительным потокам частиц/фотонов/нейтронов, повышающим температуру струны на величины порядка и меньше мК [9]. Процедура профилирования пучков осуществлялась с помощью сканирования пучка. Из-за невысокой скорости сканирования, которая определяется процессами термализации струны при изменении величины облучения, сканирование обычно требует несколько десятков секунд и в ряде случаев является основным недостатком MBC.

Для увеличения точности сканирования, а в определенных случаях для ускорения процесса сканирования было предложено использовать несколько вибрирующих струн. В работе [10] были проведены эксперименты с двухструнным монитором, а в работе [11] – с пятиструнным. В первом случае профилировался пучок полупроводникового лазера, во втором – жесткая часть синхротронного излучения, проникающего через медный фланец ускорителя APS ANL. В обоих случаях наблюдалась корреляция частот струн, объясняемая перерассянием тепловых потоков между струнами. Для случая измерения жесткой части синхротронного излучения вклад привносился также вторичными потоками частиц, которые образовывались при рассеянии потоков на соседних струнах. В работе [12] предложен метод численной оценки эффектов перерассяния струнами.

В настоящей работе проведены дальнейшие исследования по этой теме для монитора с двумя вибрирующими струнами, который составлял измерительную часть лабораторного стенда, разработанного в рамках совместного Армяно-Германского проекта Института синхротронных исследований CANDLE с целью обучения студентов из Германии и Армении ускорительной технике [13].

# 2. Двухструнный монитор вибрирующей струны

# 2.1. Особенности двухструнного монитора вибрирующих струню. Зависимость частоты вибрирующей струны от температуры

МВС представляет собой защемленную с двух концов струну, расположенную в магнитном поле. Колебания струны в мониторе 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. Изза высокой добротности струны вблизи резонанса остаются колебания только на собственной частоте струны (см. например [14]). Процесс генерации колебаний представлен на рис.1.

Использование мониторов с двумя вибрирующими струнами мотивировано несколькими соображениями. Он больше размеров пучка и может использоваться как монитор позиционирования пучка. В этом случае монитор остается неподвижным. В другом варианте струны могут располагаться на близком расстоянии и служить способом сравнения двух идентичных сканирований пучка со сдвигом измерительных струн. Однако в данном случае требуется аккуратное выделение компоненты воздействия на струну только от пучка, непосредственно падающего на струну. Обычно MBC конструируются так, чтобы пучок при сканировании полностью помещался в апертуре MBC (область между магнитными полюсами и базой MBC). Для MBC с двумя струнами наблюдается влияние струн друг на друга. Это может быть передача тепла посредством конвективного теплообмена (MBC используется в атмосфере) и радиационного теплообмена.

$$F = \frac{1}{L} \sqrt{\sigma/\rho} , \qquad (1)$$



Рис.1. Визуализация процесса генерации колебаний струны. В – магнитные полюса, F – компоненты сил, действующих на участки струны и электроны в струне в пределах магнитного поля, v – компоненты скорости участков струны.

где F – частота струны,  $\sigma$  – натяжение, L – длина струны и  $\rho$  – плотность материала струны. Начальное натяжение струны производится при температуре  $T_0$  следующим образом: ненатянутая струна с начальной длиной  $L_0$  натягивается и зажимается на базе с длиной  $L_A$  между точками защемления (см. рис.2а).

На рис.2с схематически представлено расположение струн и процесс перерассеяния: часть падающей на одну из струн мощности с коэффициентом K перераспределяется на другую.

Удлинение струны от  $L_{o}$  до  $L_{A}$  приводит к тому, что в ней возникает напряжение  $\sigma_{o}$ :



Рис.2. Схематические изображения: (а)  $L_0$  – длина нерастянутой струны при температуре  $T_0$ ,  $L_A$  – расстояние между точками крепления струны. (b) L – длина ненатянутой струны при температуре T. Поток лазерного излучения (вертикальные стрелки) падает на обе струны с разными интенсивностями:  $P_1=P(x_1)$  для первой струны и  $P_2=P(x_2)$  – для второй (P(x) – нормированное на произвольную величину распределение интенсивности вдоль горизонтальной оси x). Часть излучения, падающая на одну струну, перераспределяется на вторую с коэффициентом K (горизонтальные стрелки).

где  $E_W$  – модуль Юнга материала струны. Предположим, что начальная температура струны  $T_0$  вследствие ее экспозиции пучком повысилась до T, предполагая при этом, что температура базы не изменилась. Относительное удлинение ненатянутой струны в зависимости от изменения температуры  $\Delta T = T - T_0$  определяется формулой

$$\frac{L - L_0}{L_0} = \alpha_{\rm W} \Delta T \,, \tag{3}$$

где  $\alpha_W$  – температурный коэффициент линейного расширения материала струны и L – длина ненатянутой струны в результате изменения ее температуры. При этом напряжение струны  $\sigma$  определяется формулой (см. рис.2b)

$$\sigma = \frac{L_{\rm A} - L}{L} E_{\rm W} \,. \tag{4}$$

Считая, что изменение длины струны по сравнению с начальной мало во всем диапазоне интересующих нас температур, в знаменателях формул (1)–(4) можно положить  $L \approx L \approx L_A$ , а также учитывая, что во всем диапазоне рассматриваемых температур  $\alpha_W \Delta T$  много меньше 1, получим

$$\sigma = \sigma_0 - E_{\rm W} \alpha_{\rm W} \Delta T \,. \tag{5}$$

Частота струны при этом запишется в виде:

$$F = \frac{1}{L_{\rm A}} \sqrt{(\sigma_0 - E_{\rm W} \alpha_{\rm W} \Delta T) / \rho} .$$
(6)

Удобно переписать формулу (6), выразив зависимость изменения температуры струны  $\Delta T$  от частоты:

$$\Delta T = \frac{\sigma_0}{E_{\rm W}\alpha_{\rm W}} \left( 1 - \frac{F^2}{F_0^2} \right). \tag{7}$$

В приближении медленного сканирования пучка с, нормированным на произвольную величину, распределением частиц в поперечном сечении P(x) изменение температуры струны пропорционально той мощности, которая падает на струну в позиции *x* вдоль оси сканирования и трансформируется в тепло (часть мощности уносится потоками рассеянных частиц/излучения):

$$P(x) = a\Delta T(x), \qquad (8)$$

где коэффициент *а* зависит от свойств материала струны, ее предварительного натяжения, а также коэффициента трансформации падающего на струну лазерного излучения в тепло. Значение постоянной *а* трудно измерить с надлежащей точностью, поэтому метод вибрирующих струн как правило восстанавливает профиль пучка в относительных единицах. С учетом этого удобно ввести понятие сигнала с вибрирующей струны, пропорционального изменению температуры струны:

$$S(x) = b(1 - F(x)^2 / F_0^2), \qquad (9)$$

где *b* – нормировочный коэффициент. С учетом перераспределения рассеянного лазерного излучения между струнами (см. рис.2с), запишем:

$$S_1 = P_1 + KP_2, \quad S_2 = P_2 + KP_1,$$
 (10)

где  $S_1 = S(x_1)$ ,  $S_2 = S(x_2)$ ,  $P_1 = P(x_1)$ ,  $P_2 = P(x_2)$  (здесь и далее функции P и S считаем безразмерными, поскольку формулы (8) и (9) содержат неопределенные коэффициенты a и b, коэффициент K определен в подписи к рис.2с). Решая уравнения (10) относительно неизвестных величин  $P_1$  и  $P_2$ , получим:

$$P_1 = \frac{S_1 - KS_2}{1 - K^2}, \ P_2 = \frac{S_2 - KS_1}{1 - K^2}.$$
 (11)

## 2.2. Экспериментальная установка

Параметры двухструнного монитора: материал струны – нержавеющая сталь (A316). длина струны – 36 мм, диаметр – 100 мкм, апертура – 6 мм. Зависимость частоты от температуры струны  $\approx 27 \Gamma$ ц/К обеспечивает разрешение по температуре  $\approx 0.4$  мК (соответствует достигнутой в эксперименте точности измерения частоты порядка 0.01 Гц для интервалов измерений порядка 1с) и разрешение падающей на струну мощности  $\approx 80$  нВт. На рис.3 представлен лабораторный стенд, содержащий все компоненты системы профилирования пучка: монитор с двумя вибрирующими струнами и системой подачи линейного актуатора на базе шагового двигателя (ШД) с драйвером, плату управления ШД и концевые выключатели, интерфейс с компьютером, собственную систему визуализации с помощью блока Arduino.

#### 3. Экспериментальные результаты и их обработка

На рис.4а представлены результаты зависимости частот обеих струн от времени для трех сканирований пучка, заключающихся в движении MBC на 10 мм от начального положения и возвращении на стартовую позицию (скорость



Рис.3. Схема лабораторного стенда: *1* – источник питания, *2* – лазер, *3* – Arduino Mega 2560, *4* – плата управления шаговым двигателем (CTRL-2XTB), *5* – плата автогенерации струны (VW-MIX\_U), *6* – MBC, *7* – линейный актуатор на основе шагового двигателя (TB6600), *8* – сетевой адаптер, *9* – интерфейс Arduino к ПК.

сканирования в данном эксперименте составляла 0.1 мм/с). Из рисунка видно, что, когда струны не экспонируются лазерным пучком, происходят дрейфы частот, обусловленные в основном изменением температуры окружающей среды. Верхние участки кривых соответствуют выходу струн за пределы лазерного пучка в процессе сканирования. На рис.4b для дальнейшей обработки экспериментальных результатов выделено второе сканирование пучка (270–390 с), приведены данные частот с первой струны и положения MBC вдоль оси сканирования.



Рис.4. Зависимость частот колебаний струн от времени: (a) 1 и 2 – сигналы частот с обеих струн. (b) Второй скан: 1 – частота первой струны, 2 – положение MBC вдоль оси сканирования.

Корректировка частотных сигналов по тепловому дрейфу производится следующим образом: выделяются области времени, когда струны не экспонируются пучком и строится линейная регрессия частот по данным областям (формулы регрессии представлены на рис.5а).

Графики частот после поправок на дрейфы по времени представлены на рис.6b. Поскольку первая и вторая струны разнесены относительно друг друга вдоль оси сканирования, произведено также смещение координат для значений частот со второй струны на величину  $\approx 0.93$  мм, обеспечивающее совмещение экстремумов частот обеих струн вдоль оси сканирования. График сигналов с



Рис.5. (а) Расчеты параметров дрейфа: *1* и *2* – частоты первой и второй струн. (b) Поправки частот на дрейфы по времени: *1* и *2* – дрейфы частот первой и второй струн.

обеих струн приведен на рис.6а, из которого видно, что эти профили не совпадают из-за эффекта перерассеяния мощности лазерного излучения между струнами и для коррекции профилей требуется применить алгоритм (11). Коэффициент K рассчитать не представляется возможным из-за сложного характера процесса перерассеяния, зависящего от взаимного расположения струн, качества их поверхностей и соответствующих коэффициентов испускания/поглощения радиационного излучения. Для нахождения K применяется фитирование экспериментальных данных. Результат дает значение  $K \approx 0.32$ . Откорректированные по процессу перерассеяния профили пучка приведены на рис.6b.



Рис.6. Сигналы с обеих струн. (а) Совмещение сигналов *1* и *2* от струн по максимумам. (b) Реконструированный профиль с использованием сигналов *1* и *2* от струн.

# 4. Заключение

Отметим, что в работе [12] предложена формальная модель для пятиструнного датчика, опирающаяся на понятие температур прогрева струн. Далее строится матричное представление единого измеряемого профиля (в работе [12] – это пучок жесткой части синхротронного излучения накопительного кольца APS ANL). При этом большое количество коэффициентов взаимной тепловой связи между струнами подбирались численно без всякой привязки к физической модели.

В данной работе в качестве такой физической модели используется процесс перерассеяния измеряемого пучка между струнами. Значение коэффициента перерассеяния зависит от многих факторов: наличия атмосферы, в случае лазерного излучения – от качества поверхности и, самое главное, от взаимного расположения струн. Отметим, что полученное в результате математической обработки первичных данных значение этого коэффициента оказалось больше, чем ожидалось из предварительных оценок. Для таких коэффициентов, по-видимому, следует учесть многократное перерассеяние мощности излучения, как это делается в расчетах тепловых задач, содержащих компоненту теплового излучения [15,16].

Кроме того, в случае пучков с поперечными размерами порядка апертуры MBC (область, в которой струна экспонируется измеряемым пучком), на частоты струн воздействует также рассеянное излучение пучка от частей магнитной системы MBC и узлов крепления струн. Следует отметить, что поднятые в данной работе проблемы подчеркивают чувствительность частот к температурам струн

меньше и порядка мК.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта 21Т-2G079.

Авторы выражают благодарность Н.А Бабаджанян и Mina Ali Bacha за хорошую подготовку к практическому курсу. Авторы благодарны также С.Л. Егиазаряну и А.Д. Афандяну за помощь при изготовлении лабораторного стенда.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. P. Tenenbaum, T. Shintake. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 49, 125 (1999).
- 2. P. Elmfors et al. NIM A, 396, 13 (1997).
- 3. M. Dohlus et al. Report from the DESY HERA 03–01. DESY, Notkestr, Hamburg, Germany, 2003.
- 4. M.A. Plum et al. LINAC2002, Gyeongju, Korea, 2002, pp. 172–174.
- 5. H. Akikawa. LINAC2006, Knoxville, Tennessee USA, 2006, pp. 293–295.
- 6. D. Berkaev, I. Ostanin, V. Kozak et al. RuPAC, Zvenigorod, Russia, 2008, pp. 276–278.
- W.T. Weng, I.-H. Chiang, G.A. Smith, A. Soukas. IEEE Transactions on Nuclear Science. 10, 2331 (1983).
- S.G. Arutunian, N.M. Dobrovolski, M.R. Mailian, I.G. Sinenko, I.E. Vasiniuk. Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams, 2, 122801 (1999).
- 9. S.G. Arutunian, A.V. Margaryan, G.S. Harutyunyan, E.G. Lazareva, M. Chung, D. Kwak, D.S. Gyulamiryan. JINST, 16, R01001 (2021).
- M.A. Aginian, S.G. Arutunian, M.R. Mailian. NATO Advanced Research Workshop, Candle SRI, (Yerevan, Armenia, 2007), pp. 475–478.
- 11. G. Decker, S.G. Arutunian, M.R. Mailian, I.E. Vasiniuk. BIW08, Lake Tahoe, USA, 2008, pp. 36–40.
- S.G. Arutunian, G. Decker, G.S. Harutyunyan., I.E. Vasiniuk. Zvenigorod, Russia, 2008, pp. 247–249.
- 13. http://candle.am/german-armenian-school-2022/
- 14. M.A. Aginian, S.G. Arutunian, D. Cho, et al. J. Contemp. Phys., 52, 110 (2017).
- 15. J.R. Howell, M.P. Menguc, R. Siegel. Thermal Radiation Heat Transfer, CRC Press, London, 2016.
- 16. В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. Теплопередача, Энергия, 1975.

#### FEATURES OF A DOUBLE-WIRE VIBRATING WIRES MONITOR

# G.V. MIRZOYAN, L. SPOTTEK, S.G. ARUTUNIAN, A.V. MARGARYAN, E.G. LAZAREVA, L.M. LAZAREV, A.S. VARDANYAN, M. CHUNG

Vibrating wire monitors are used to measure transverse profiles of beams of different nature. To increase the accuracy of scanning, and in certain cases to eliminate scanning (measuring the profile with a wire matrix), it was proposed to use several vibrating wires. Such a monitor with two spaced apart vibrating wires made up the measuring part of the laboratory stand that we developed for educating students in acceleration techniques. In this paper we discuss the features of such a double-wire monitor, in particular, the problems of laser radiation power redistribution between the wires.