

МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ПРОДОЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗБРОСА ИОНОВ В СГУСТКЕ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В СИНХРОТРОН

*В. М. Жабицкий*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются методы контроля продольного импульсного разброса ионов в сгустке при инжекции в синхротрон. Используется метод моментов функции распределения заряженных частиц в сгустке при обработке цифрового сигнала для импульсной составляющей тока, пропорционального продольной интенсивности ионов, циркулирующих в синхротроне. Приводятся примеры применения предлагаемых методов при инжекции короткого сгустка ионов углерода в сверхпроводящий бустерный синхротрон и нуклотрон ОИЯИ.

Methods for monitoring the longitudinal momentum spread of ions within a bunch at injections into a synchrotron are discussed. The method of moments for the distribution function of charged particles in a bunch is used when processing a digital signal for the pulse component of the current proportional to the longitudinal intensity of ions circulating in a synchrotron. Examples of the application of the proposed methods at injection of a short bunch of carbon ions into the JINR superconducting Booster synchrotron and Nuclotron are given.

PACS: 29.20.-c; 29.27.-a

ВВЕДЕНИЕ

В Объединенном институте ядерных исследований реализуется проект ускорительного комплекса NICA, в котором используются линейный ускоритель ионов и сверхпроводящие синхротроны [1, 2]. При инжекции ионного сгустка из линейного ускорителя в сверхпроводящий бустерный синхротрон необходимо обеспечить захват заряженных частиц без потерь, с сохранением продольного импульсного разброса. Для этого должно быть обеспечено согласованное функционирование линейного ускорителя и инжекционных устройств бустера. После ускорения в сверхпроводящем бустерном синхротроне пучок инжектируется в нуклотрон. Перед инжекцией в нуклотрон ионы пересекают обдирочную мишень, что сопровождается повышением их зарядового состояния, происходит рост импульсного разброса заряженных частиц инжектируемого пучка. При настройке инжекционной системы нуклотрона необходимо знание

¹E-mail: V.Zhabitsky@jinr.ru

продольного импульсного разброса ионов в инжектируемом коротком сгустке. В данной работе предлагается метод измерения продольного импульсного разброса ионов после их захвата на замкнутую орбиту и обсуждаются методы контроля настраиваемых инжекционных систем. Используется метод моментов функции распределения заряженных частиц в сгустке при обработке цифрового сигнала для импульсной составляющей тока, пропорционального продольной интенсивности ионов, циркулирующих в синхротроне [3, 4].

НАБЛЮДАЕМЫЕ СИГНАЛЫ

В бустерном сверхпроводящем синхротроне и нуклотроне ОИЯИ ионы инжектируются в постоянное магнитное поле. Импульсная система инжекции обеспечивает захват заряженных частиц на замкнутую орбиту. ВЧ-система при этом выключена, однако включается через некоторое время после разгруппировки пучка. Происходит ВЧ-захват, формируются сгустки, после чего осуществляется ускорение заряженных частиц. Пример цифрового сигнала с ФСТ — быстрого трансформатора тока циркулирующих частиц — при инжекции ионов C^{4+} в бустерный сверхпроводящий синхротрон в постоянное магнитное поле (ВЧ-система выключена) приведен на рис. 1. Измеряемый аналоговый сигнал $I(t)$ с ФСТ преобразуется в последовательность цифровых отсчетов $n[i] \triangleq I(t_i)$, соответствующих моментам времени $t_i = i \cdot T_{clk}$, с постоянным периодом дискретизации $T_{clk} = 20$ нс. Длительность инжектируемого сгустка меньше периода обращения частиц $T_{rev} \approx 8,58$ мкс в постоянном магнитном поле синхротрона (см. рис. 1, а). После завершения работы импульсных устройств инжекционной системы ионы вращаются с постоянной продольной скоростью (v для равновесной частицы) вдоль равновесной орбиты, периметр которой C , так что $T_{rev} = C/v$. Одновременно протекают процессы, приводящие к потере части циркулирующих частиц и к небольшому сокращению длины сгустка. Затем происходит разгруппировка пучка, следовательно, показания импульсного тока уменьшаются (см. рис. 1, б).

Для подтверждения указанных выше закономерностей для параметров сгустка после инжекции удобно использовать методы обработки цифровых сигналов, приведенные в работе [3]. Для перехода от одномерной последовательности цифровых отсчетов $n[i]$ для измеряемого сигнала к двумерной последовательности следующих

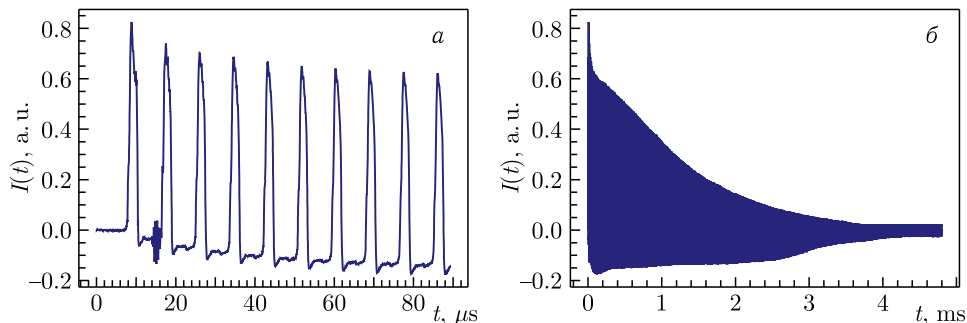


Рис. 1. Сигнал с ФСТ после инжекции (а) и в течение разгруппировки пучка (б)

друг за другом сигналов сгустков синхронно с оборотами необходим синхронизирующий сигнал с частотой следования сгустков T_{rf} по оборотам с периодичностью T_{rev} . Поскольку ВЧ-система выключена во время инжекции, $T_{rf} = T_{rev}$ (кратность ускорения $h_{rf} = 1$). Поэтому можно использовать формируемую пользователем постоянную синхронизирующую частоту $1/T_{rev}$. При этом старт синхронизации задается таким образом, чтобы наблюдаемый короткий сгусток располагался по времени примерно в центре (или во второй половине) интервала $T_{rf} = T_{rev}$. В результате одномерная зависимость $n[i]$ преобразуется в последовательность функций $f[i, j, k]$, характеризующих распределение частиц по отсчетам i в пределах сгустка $j = 1$ на обороте k . На каждом обороте также осуществляется смещение уровня измеренного сигнала с ФСТ относительно нулевого уровня на величину отрицательного смещения $n_{min}[j, k]$ (см. рис. 1, б), обусловленную индукционным характером сигнала на измерительном датчике [4]. Построенная таким образом цифровая положительно определенная конечная функция $f[i, j, k]$ характеризует дифференциальный закон распределения частиц по дискретным отсчетам i в конкретные моменты времени $t_i(j, k)$ в пределах сгустка $j = 1$, длительность которого равна $\tau \equiv T_{rev}$, на заданном обороте k . Пример трехмерного графика зависимости $n[i]$ с учетом разбиения на обороты приведен на рис. 2, а. Обычно используют 2D-график (см. рис. 2, б) — проекцию 3D-графика на плоскость (k, τ) . Представленные графические зависимости наглядно характеризуют динамику циркулирующего в синхротроне короткого ионного сгустка, который был инжектирован из линейного ускорителя в синхротрон при выключенной ВЧ-системе.

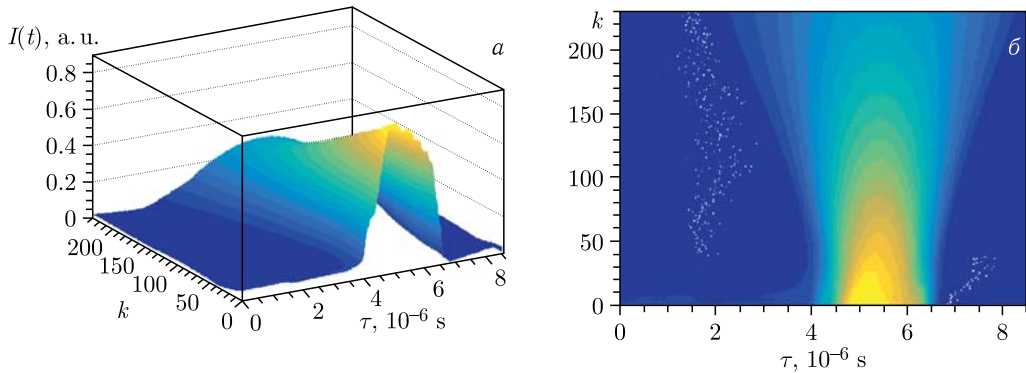


Рис. 2. 3D-сигнал после инжекции (а) и его проекция на плоскость (k, τ) (б)

В качестве количественной характеристики изменяющейся длительности сгустка удобно использовать среднеквадратичные размеры сгустка [5], в частности отношение среднеквадратичной длительности сгустка σ_t к T_{rf} (напомним, что в рассматриваемом случае инжекции $T_{rf} \equiv T_{rev}$). Вычисление σ_t осуществляется для функции распределения $f[i, j, k]$ на каждом обороте k в соответствии с правилами, приведенными в работе [4]. Следует также отметить, что в соответствии с [4] расчет σ_t осуществляется с учетом нормализации на функцию распределения на каждом обороте k . График зависимости σ_t/T_{rev} представлен на рис. 3, а. График зависимости $N(t)$ представлен на рис. 3, б. Видно, что непосредственно после инжекции ионов некоторое число частиц гибнет, а длина сгустка уменьшается. Однако через 1 мс после инжек-

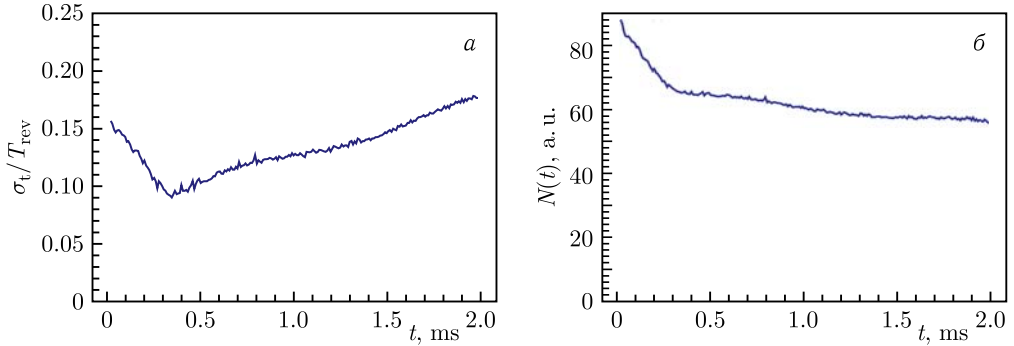


Рис. 3. σ_t/T_{rev} (а) и $N(t)$ (б)

ции сгусток стабилизируется и происходит его разгруппировка вследствие отличного от нуля продольного импульсного разброса ионов в сгустке. График на рис. 3, а служит подтверждением приведенного утверждения.

Отметим следующие соответствия σ_t/T_{rf} , среднеквадратичной фазовой длины сгустка σ_ϕ и среднеквадратичной длины сгустка σ_s , отнесенной к периметру орбиты C , а также $\langle l_i h_{rf}/C_i \rangle$ — средней относительной длины сгустка на полувысоте функции распределения:

$$\frac{\sigma_t}{T_{rf}} = \frac{\sigma_\phi}{2\pi} = \frac{\sigma_s h_{rf}}{C} = \frac{h_{rf}}{2} \left\langle \frac{l_i}{C_i} \right\rangle.$$

Здесь усреднение осуществляется по всем частицам сгустка по его длине $\langle l_i \rangle = 2\sigma_s$, которые движутся вдоль мгновенных траекторий C_i .

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗБРОСА

Разгруппировка заряженных частиц в захваченном сгустке происходит вследствие их продольного импульсного разброса $\delta p/p$. Пусть уменьшение импульсного тока частиц за небольшой промежуток времени δt происходит одновременно с увеличением $\langle l_i h_{rf}/C_i \rangle$, однако

$$\langle I(t + \delta t) \rangle \cdot \langle l_i(t + \delta t) h_{rf}/C_i(t + \delta t) \rangle = \langle I(t) \rangle \cdot \langle l_i(t) h_{rf}/C_i(t) \rangle.$$

Скорость изменения $\langle l_i h_{rf}/C_i \rangle$ в течение δt вследствие импульсного разброса $\delta p/p$ при энергии циркулирующих частиц меньше критической есть

$$\delta \left\langle \frac{l_i h_{rf}}{C_i} \right\rangle = \frac{h_{rf}}{2} \left| \frac{v + \delta v}{C + \delta C} - \frac{v - \delta v}{C - \delta C} \right| \delta t = \frac{|\eta_p| h_{rf}}{T_{rev}} \frac{\delta p}{p} \delta t, \tag{1}$$

где η_p — коэффициент скольжения орбит по фазе [6]:

$$\eta_p = \alpha_p - \frac{1}{\gamma^2} \equiv \frac{1}{\gamma_{tr}^2} - \frac{1}{\gamma^2}.$$

Здесь α_p — коэффициент уплотнения орбит по импульсу; γ — релятивистский фактор ускоряемой частицы в синхротроне; γ_{tr} — релятивистский фактор для критической

энергии. Таким образом, изменение длительности сгустка за промежуток времени δt зависит от продольного импульсного разброса следующим образом:

$$\delta \left(\frac{\sigma_t}{T_{rf}} \right) = \frac{|\eta_p|}{T_{rf}} \sigma_p \delta t, \quad (2)$$

где σ_p — среднеквадратичное отклонение частиц по продольному импульсу ($2\sigma_p = \delta p/p$). Отсюда, например, время полной разгруппировки короткого сгустка есть

$$\tau_{db} = \left(1 - \frac{2\sigma_\phi}{\pi} \right) \frac{T_{rf}}{4|\eta_p| \sigma_p}.$$

Эта формула совпадает с приведенной в работе [7] для τ_{db} . Например, для нуклотрона ОИЯИ в соответствии с результатами экспериментальных исследований [8] получаем $\tau_{db} = 46$ мс для ускоренного дейтронного пучка ($W = 4$ ГэВ/нуклон). В свою очередь, для сверхпроводящего бустерного синхротрона ОИЯИ в соответствии с параметрами, приведенными в расчетно-теоретической работе [9], при инжекции ионов ${}_{197}\text{A}^{31+}$ с энергией $W_{inj} = 3,2$ МэВ/нуклон получаем $\tau_{db} = 4,3$ мс (инжекция в постоянное поле, ВЧ-система выключена).

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе приведены некоторые результаты применения предложенных выше методов обработки цифровых сигналов, наблюдавшихся на сверхпроводящем бустерном синхротроне [1] в сентябре 2021 г. — первом квартале 2022 г. Использовалась технология TANGO для наблюдения и записи цифровых сигналов on-line [10]. Применялись 16-разрядные аналого-цифровые преобразователи, и был выбран интервал дискретизации $T_{clk} = 20$ нс. Разбиение наблюдаемой цифровой последовательности $n[i]$ по оборотам начиналось через 21 мкс после инжекции (что отвечает завершающему по времени процессу работы импульсных устройств системы инжекции) с тактовым интервалом $T_{rev} = 8,58$ мкс. В результате получаем графическую зависимость, приведенную на рис. 2, б и подтверждающую правильность выбора T_{rev} : положение центра тяжести функции распределения не зависит от k — номера оборота. Поскольку периметр орбиты есть $C = 210,96$ м и $\gamma_{tr} = 4,472$ [9], релятивистский фактор инжектируемых ионов равен $\gamma = 1,003383$, следовательно, коэффициент скольжения орбит по фазе $\eta_p = -0,94$.

Используя приведенные экспериментальные данные, получаем график зависимости σ_t/T_{rev} от времени, который показан на рис. 4, а.

Для вычисления производной приведенной на рис. 4, а функции σ_t/T_{rev} использовался метод фитирования с помощью полинома первой степени (красная линия). В результате в интервале роста функции σ_t/T_{rev} по времени, применяя формулу

$$\sigma_p = \frac{T_{rf}}{|\eta_p|} \delta \left(\frac{\sigma_t}{T_{rf}} \right) / \delta t \quad (3)$$

для расчета величины среднеквадратичного отклонения частиц по продольному импульсу, получаем $\sigma_p = 0,00063$. Выявленная величина σ_p немного превышает проектное значение $\sigma_p = 0,0005$ [9].

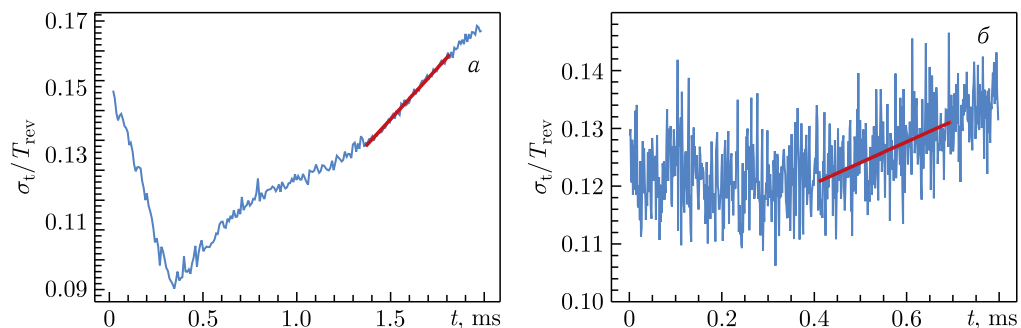


Рис. 4. График зависимости σ_t/T_{rev} от времени для бустера (а) и нуклотрона (б)

Приведенные методы контроля среднеквадратичных продольных параметров сгустка (число частиц, длина сгустка) позволяют использовать зависимость σ_t/T_{rev} для настройки режимов инжекции с минимальными потерями (см. зависимость в левой части графика на рис. 3, а, обусловленную сокращением длины сгустка вследствие потерь частиц). О степени согласования продольного эмиттansa сгустка с магнитной структурой синхротрона можно судить по плавности роста σ_t/T_{rev} от начального значения при инжекции до области быстрого роста длительности сгустка. Приведенные рекомендации являются следствием необходимости оптимизации посадки сгустка на равновесную орбиту при инжекции.

Вышеприведенный метод для оценки среднеквадратичного отклонения частиц по продольному импульсу был применен для анализа экспериментальных данных, полученных на нуклотроне ОИЯИ с быстрого трансформатора тока после захвата ионов C^{6+} на замкнутую орбиту с периметром $C = 251,52$ м, которые циркулируют вдоль нее с периодичностью $T_{\text{rev}} = 1,33936$ мкс, причем $\gamma_{\text{tr}} = 8$ [8]. На рис. 4, б приведен результирующий график зависимости σ_t/T_{rev} от времени. В результате фитирования в интервале роста функции σ_t/T_{rev} по времени (красная линия) и применения формулы (3) получаем $\sigma_p = 7,9 \cdot 10^{-5}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подтверждена работоспособность метода компьютерной обработки экспериментальных данных для анализа зависимостей числа циркулирующих ионов и среднеквадратичной длины сгустка после инжекции в процессе разгруппировки пучка в синхротроне.

Установлена зависимость скорости роста длительности короткого сгустка от продольного импульсного разброса ионов после инжекции (ВЧ-система выключена).

Получены экспериментальные данные о продольном импульсном разбросе ионов после инжекции короткого сгустка в сверхпроводящий бустерный синхротрон и нуклотрон ОИЯИ. Приведены некоторые рекомендации по методам контроля функционирования инжекционной системы.

Автор благодарен сотрудникам ЛФВЭ ОИЯИ А. В. Бутенко, Е. В. Горбачеву, В. А. Лебедеву, А. В. Филиппову за полезные обсуждения, деловые предложения и интерес к настоящей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Butenko A., Khodzhbagiyani H., Kostromin S., Meshkov I., Sidorin A., Syresin E., Trubnikov G., Tuzikov A.* The NICA Complex Injection Facility // Proc. of XXVII Russ. Part. Accel. Conf. "RuPAC-2021", Alushta, Russia, Sept. 25–Oct. 2, 2021. JACoW Publishing, 2021. P. 7–11.
2. *Syresin E., Agapov N., Alfeev A., Andreev A., Baldin A., Bazanov A., Brovko O., Bugaev V., Butenko A., Galimov A., Gorelyshev I., Donets D., Donets E., Donets E., Eliseev A., Filatov G., Fimushkin V., Golovenskiy B., Gorbachev E., Govorov A., Grebentsov A., Ivanov E., Karpinsky V., Kekelidze V., Kirichenko A., Khodzhbagiyani H., Kobets A., Kobets V., Konstantinov A., Korovkin S., Kostromin S., Kozlov O., Levterov K., Lyuosev D., Malyshev A., Martynov A., Melnikov S., Meshkov I., Mikhailov V., Mitrophanova Y., Monchinsky V., Nesterov A., Osipenkov A. et al.* NICA Ion Collider at JINR // Proc. of XXVII Russ. Part. Accel. Conf. "RuPAC-2021", Alushta, Russia, Sept. 25–Oct. 2, 2021. JACoW Publishing, 2021. P. 12–16.
3. *Жабицкий В. М.* Методы компьютерной обработки экспериментальных данных об интенсивности сгустков в синхротронах // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 7(205). С. 1294–1299.
4. *Жабицкий В. М.* Цифровые методы диагностики продольных параметров сгустков в синхротронах // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 1(199). С. 199–207.
5. *Hereward H. G.* How Good Is the R.M.S. as a Measure of a Beam Size? CERN-MPS-DL-69-15. Geneva, 1969. 21 p.
6. Handbook of Accelerator Physics and Engineering / Eds. A. W. Chao, M. Tinger. Singapore: World Scientific, 1999. 650 p.
7. *Bovet C., Gouiran R., Gumowski I., Reich K. H.* A Selection of Formulae and Data Useful for the Design of A.G. Synchrotrons. CERN-MPS-SI-Int-DL-70-4. Geneva, 1970. 53 p.
8. *Иссинский И. Б., Бровко О. И., Бутенко А. В.* Эксперименты по исследованию потерь интенсивности пучка нуклотрона (2002–2005 гг.). Сообщение ОИЯИ Р9-2007-107. Дубна, 2007. 18 с.
9. *Бутенко А. В., Казимова О., Костромин С. А., Михайлов В. А., Тузиков А. В., Ходжибагиян Г. Г.* Допуски на погрешности магнитного поля бустера нуклотрона. Сообщение ОИЯИ Р9-2017-18. Дубна, 2017. 25 с.
10. *Gorbachev E. V., Andreev V. A., Kirichenko A. E., Monakhov D. V., Romanov S. V., Rukoyatkina T. V., Sedykh G. S., Volkov V. I.* The Nuclotron and NICA Control System Development Status // Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13, No. 5(203). P. 905–912.

Получено 7 июля 2022 г.