

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.6.01

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ И ПОВЫШЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ СИНХРОТРОНА

© 2023 г. С. Д. Колокольчиков^а, *, Ю. В. Сеничев^а

^аИнститут ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

*E-mail: sergey.bell13@gmail.com

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 04.03.2023 г.

Принята к публикации 18.08.2023 г.

Прохождение критической энергии требует особого внимания для сохранения устойчивости движения пучка при ускорении до энергии эксперимента. Рассмотрены возможные методы прохождения критической энергии в синхротроне на примере ускорительного комплекса NICA, расположенного в Дубне (Россия).

Ключевые слова: критическая энергия, коэффициент проскальзывания, гамма-скачок, суперпериод

DOI: 10.56304/S2079562923010153

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена исследованию методов прохождения и вариации критической энергии в циклических ускорительных комплексах при ускорении от энергии инжекции до энергии эксперимента.

Кольцо коллайдера NICA изначально проектировалось для экспериментов по столкновению тяжелых ионов на энергии $E_{\text{ion}} \sim 4.5$ ГэВ и экспериментов с протонами $E_{\text{proton}} \sim 13$ ГэВ. Важной характеристикой циклических машин, зависящей только от магнитооптической структуры самого синхротрона, является критическая энергия. При пересечении критической энергии в ходе ускорения в синхротроне, если не предпринимать никаких мер, могут развиваться неустойчивости, которые в конечном счете ведут к потере пучка. Для коллайдера NICA критическая энергия структуры $E_{\text{cr}} = 5.7$ ГэВ ($\gamma_{\text{tr}} = 7.1$); таким образом, при ускорении тяжелых ионов никаких дополнительных мер не требуется, при ускорении же протонов до энергии эксперимента такая необходимость имеется. В связи с этим применяют как метод пересечения, так и метод вариации критической энергии, которые позволяют сохранить стабильность пучка.

Первый метод, применимый в синхротронах по сей день, это метод прохождения критической энергии с использованием быстрого изменения критической энергии при подходе к неустойчивой области [1]. Для этого должна быть исследована динамика продольного движения с учетом высших порядков коэффициента проскальзыва-

ния η , а также влияние пространственного заряда. При этом нужно учитывать изменение динамической апертуры в широком диапазоне для различных рассмотренных схем прохождения. Само прохождение может осуществляться быстрым изменением градиента квадрупольных линз, расположенных на арках синхротрона.

Второй распространенный метод — создание магнитооптической структуры с заведомо большим значением критической энергии [2, 3]. Таким образом может пропасть необходимость прохождения критической энергии, так как она будет заведомо больше энергии эксперимента, при этом неустойчивости, связанные с движением вблизи критической энергии, не возникают вовсе. Возможно даже создание структуры с комплексным значением критической энергии, при таком подходе пересечения критической энергии происходит также не будет. Структуры таких типов были реализованы на Московской Каонной Фабрике (Россия) [4], SSC бустере (США) [5], нейтринной фабрике в CERN (Швейцария) [6] и реализован в ускорительном комплексе J-PARC (Япония) [7]. Также такой подход применен для антипротонного накопительного кольца FAIR (Германия).

КРИТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ

При увеличении энергии частиц в синхротроне происходит как изменение импульса частиц, так и изменение длины траектории. Соответственно частота обращения, которая зависит от обоих этих параметров, также изменяется. В об-

щем случае при определении стоит учитывать разложение по степеням $\delta = dp/p$ [8, 9]:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \eta_0 \delta + \eta_1 \delta^2 + \dots; \quad (1)$$

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \alpha_0 \delta + \alpha_1 \delta^2 + \dots. \quad (2)$$

При подходе к критическому значению энергии, влияние первого члена в Выражениях (1), (2) начинает быть сравнимо со вторым членом. В этом случае коэффициент η — коэффициент проскальзывания определяется как:

$$\eta = \eta_0 + \eta_1 \delta + \dots \quad (3)$$

Для первых двух, наиболее значимых, порядков можно получить выражения:

$$\eta_0 = \alpha_0 - \frac{1}{\gamma^2}; \quad (4)$$

$$\eta_1 = \alpha_1 - \frac{\eta_0}{\gamma^2} + \frac{3\beta^2}{2\gamma^2}. \quad (5)$$

ПРОХОЖДЕНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ БЫСТРОГО СКАЧКА

Для минимизации потерь пучка возможен быстрый скачок критической энергии. Благодаря такому скачку, существенно сокращается время, при котором частицы находятся вблизи нулевого значения коэффициента проскальзывания. В этом случае второй порядок величины коэффициента проскальзывания $\eta_1 \delta$ начинает играть решающее значение в поведении частиц внутри ВЧ барьера и полностью определяет область устойчивости.

Данная процедура может быть осуществлена сдвигом бетатронной частоты, и связана с быстрым изменением градиентов в квадрупольных линзах арки. Максимальный темп изменения критической энергии ограничен параметрами квадрупольных систем питания. Для коллайдера NICA можно привести характерные значения темпа нарастания градиента поля линзы $dG/dt = 14.3$ Тл/(м с), что соответствует темпу нарастания тока $dI/dt = 6.4$ кА/с. При установке дополнительного импульсного источника с током $\Delta I = 67$ А, Темп изменения величины изменения критической энергии $\dot{\gamma}_{tr} = d\gamma_{tr}/dt = 8.5$ с⁻¹, время скачка составляет $\Delta I/(dI/dt) \cong 10$ мс. Таким образом изменение критической энергии принимает значение $\Delta\gamma_{tr} = 0.09$ [10, 11].

Принципиальные схемы скачка

На рис. 1 представлены принципиальные схемы скачков, рассматриваемые для применения в

коллайдере NICA. Рабочая точка ускорителя NICA $v_x = 9.44$, $v_y = 9.44$. Рисунок 1а предполагает скачок критической энергии до величины $\gamma_{tr} - \Delta\gamma_{tr} = 6.997$ с последующим восстановлением до исходного значения. В этом случае происходит скачок частоты бетатронных колебаний до значений $v_x = 9.362$, $v_y = 9.454$ и приближается к резонансу третьего порядка, что негативно сказывается на динамической апертуре и устойчивости пучка. Рисунок 1б предполагает предварительное плавное увеличение $\gamma_{tr} + \frac{\Delta\gamma_{tr}}{2} = 7.13$, быстрый скачок $\gamma_{tr} - \frac{\Delta\gamma_{tr}}{2} = 7.04$ и также восстановление до исходного значения. При этом частота варьируется от $v_x = 9.4769$ и $v_y = 9.43$ до $v_x = 9.4015$ и $v_y = 9.447$ и остается в устойчивой области. Таким образом, второй рассмотренный вариант скачка является предпочтительным.

Уравнение продольного движения

Уравнения продольного движения в координатах $(\tau, \Delta E)$ дается выражениями [12, 13]:

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{\eta h}{\beta^2 E_0} \Delta E \quad \text{и} \quad \frac{d\Delta E}{dt} = \frac{Ze \omega_0}{A 2\pi} U_g(\tau), \quad (6)$$

где E_0 — энергия синхронной частицы, $U_g(\tau)$ — напряжение, создаваемое ВЧ-барьером, $\omega_0 = 2\pi/T_0$, h — гармоническое число.

Как видно из уравнений (6), большое значение имеет напряжение, создаваемое ВЧ-барьером. В коллайдере NICA для удержания, накопления и ускорения частиц до энергии эксперимента в кольцах коллайдера используется система ВЧ-1. Генерируются два прямоугольных импульса с противоположными знаками амплитуды каждого барьера $V_{bb} = \pm 5$ кВ. Временная протяженность одного импульса может варьироваться от $T_{bb} = 10$ до 80 нс. Накопленные частицы, заключенные между двумя импульсами индукционно ускоряются постоянным потенциалом $V_{acc} = 300$ В, которое создается дополнительно системой ВЧ-1. Значение коэффициента проскальзывания меняет знак после прохождения критической энергии и из уравнений (7) видно, что для сохранения устойчивого движения, необходимо изменения полярности. При приближении энергии к критическому значению ВЧ-барьеры отключаются, происходит скачок критической энергии как показано на рис. 1, затем ВЧ-барьеры включаются с изменением полярности. С одной стороны, при нулевом значении коэффициента проскальзывания $\eta = 0$ система изохронна и при любом разбросе по импульсам сгусток не увеличивает длину. С другой стороны, начинает играть существен-

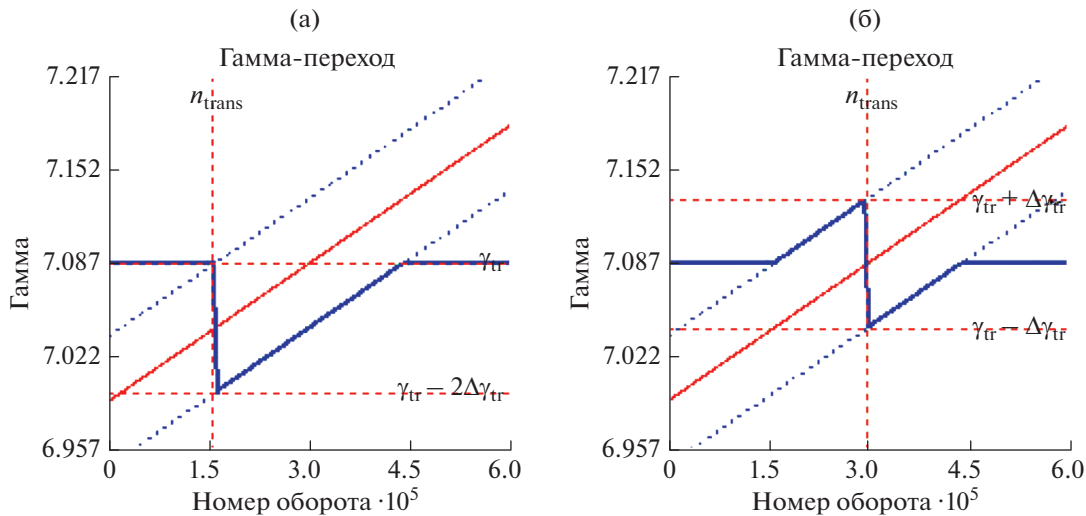


Рис. 1. Принципиальные схемы скачков критической энергии: (а) скачок с последующим восстановлением до исходного значения; (б) предварительное плавное повышение критической энергии, скачок и восстановление.

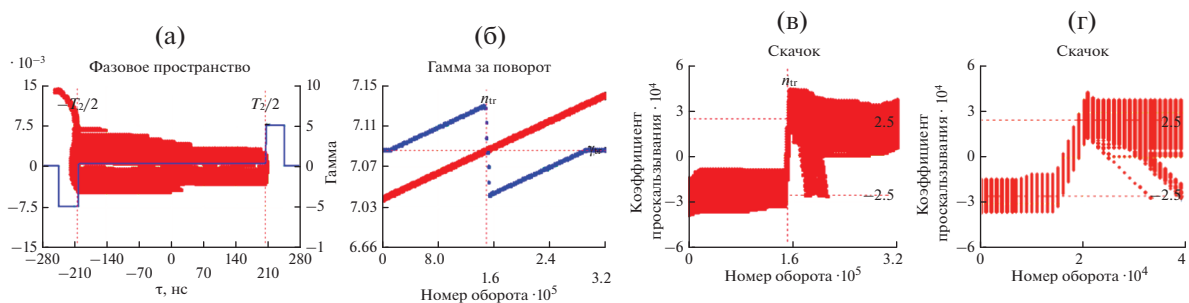


Рис. 2. Прохождение критической энергии скачком с учетом второго порядка коэффициента проскальзывания: (а) Размытие сепаратрисы в фазовой плоскости в ВЧ-барьере; (б) скачок критической энергии γ_{tr} (синие точки), γ — энергия частиц (красные точки); (в) скачок коэффициента проскальзывания $\eta = \eta_0 + \eta_1 \delta$ для различных частиц; (г) более детальный масштаб скачка.

ную роль следующий порядок $\eta = \eta_1 \delta$, который искажает движение и может привести к росту разброса по импульсу. И наконец, при отсутствии фокусировки в продольной плоскости пространственный заряд может внести большие искажения в фазовый портрет сгустка.

Численное моделирование

Для моделирования, в Уравнениях (6) удобно перейти от производной по времени к производной по оборотам $t = nT_0$: (также учтем, что для протонов $Z/A = 1$)

$$\frac{d\tau}{dn} = \eta \frac{T_0 h}{\beta^2 E_0} \Delta E \quad \text{и} \quad \frac{d\Delta E}{dn} = V(\tau). \quad (7)$$

Для рассматриваемого скачка на величину $\Delta\gamma_{\text{tr}} = 0,09$, значение коэффициента проскальзывания претерпевает изменение $\Delta\eta_{\text{tr}} = 5 \cdot 10^{-4}$, тем самым достигая минимального значения $|\eta_{\text{tr}}| = 2,5 \cdot 10^{-4}$ перед осуществлением скачка.

На рис. 2в происходит скачок коэффициента проскальзывания в разное время для разных частиц из-за зависимости коэффициента проскальзывания от δ , что видно из уравнения (3). После скачка частицы с отрицательным значением η не будут находиться в устойчивой области, так как изменяется полярность удерживающих барьеров и будут стремиться покинуть сепаратрису в фазовой плоскости, что видно на рис. 2а, 2в. Также из-за разброса по импульсам наблюдается несиммет-

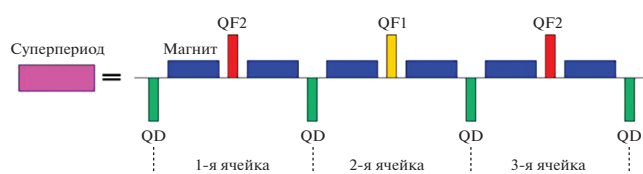


Рис. 3. Принципиальная схема одного суперпериода, состоящего из трех ФODO ячеек.

ричность фазового портрета относительно нулевого значения разброса импульсов $\frac{dp}{p}$.

МЕТОД СОЗДАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ С ВЫСОКОЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Данный метод отличается необходимостью внести изменение в саму магнитооптическую структуру синхротрона и основан на введении специальной суперпериодической модуляции градиентов квадрупольных линз на арках. Для этого необходимо рассмотреть выражения коэффициента уплотнения орбиты, не учитывая высшие порядки разложения:

$$\alpha = \frac{1}{\gamma_{tr}} = \frac{1}{C} \int_0^C \frac{D(s)}{\rho(s)} ds. \quad (8)$$

Из Выражения (8) видно, что значение критической энергии зависит как от дисперсионной функции $D(s)$, так и от функции кривизны орбиты $\rho(s)$. Последняя зависит от расстановки дипольных магнитов и в построенной машине не может быть изменена. Дисперсионная функция же зависит от квадрупольных линз и может быть изменена путем введения суперпериодической модуляции даже в уже созданных синхротронах [14].

Введение суперпериодической модуляции

Один суперпериод определяется как совокупность ФODO ячеек как, например, изображено на Рисунке 3. В арке синхротрона NICA 12 ФODO ячеек, для которых реализуемо резонансное условие $S = 4$, $\nu_{x,арк} = 3$, где S — количество суперпериодов на арке, а 3 ФODO ячейки объединены в один суперпериод. Таким образом, благодаря набегу бетатронных колебаний кратному 2π арка имеет свойства ахромата первого порядка.

Модуляция градиентов в зависимости от способов подавления дисперсии

Для обеспечения движения частиц вдоль равновесной орбиты синхротрона на прямолинейных участках необходимо обеспечить нулевое значение дисперсии. В зависимости от способа подавления дисперсии на краях арки различаются и модуляции квадрупольных линз, необходимых для реализации резонансного условия. В случае создания полностью регулярной арки это легко реализуется. На рис. 4а представлена структура регулярной арки, как видно, дисперсия в таком случае подавлена автоматически в силу выбора кратного 2π набега колебаний на арке и является примером ахромата первого порядка.

Не всегда арки остаются регулярными, это может быть обусловлено, например, особенностью инжекции частиц в кольцо синхротрона, при которой используется метод missing-magnet, когда отсутствует дипольный магнит в ФODO ячейке. При этом возникает нерегулярность из-за не кратного π набега бетатронных колебаний, и появляется необходимость дополнительного подавления дисперсии при выходе из арки. В связи с этим необходимо рассматривать разные методы подавления дисперсии, которые также влияют и на модуляцию градиентов квадрупольных линз:

1) **Подавление крайними ячейками.** Две ФODO ячейки крайних суперпериодов отличаются наличием missing-magnet, в них вводятся квадрупольные QFE1 и QFE2 с градиентами отличными от основных квадрупольных арки и подбираются таким образом, чтобы подавить дисперсию. Принципиальная схема изображена на рис. 4б.

2) **Подавление двумя семействами квадрупольных линз.** Используется только 2 семейства квадрупольных линз на всей длине арки. По сравнению с вариантом 1), в этом случае необходима более глубокая модуляция, однако такая схема не требует установки отдельных элементов питания (рис. 4в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены методы преодоления критической энергии, которые развились и применяются в ускорительных технике и могут быть использованы при проектировании синхротрона. Проблема прохождения критической энергии связана с теми нестабильностями, которые, в силу различных эффектов, могут приводить к потере пучка. В методе прохождения критической энергии с использованием быстрого скачка исследуется динамика продольного движения с учетом второго порядка коэффициента проскальзывания. Благодаря быстрому скачку критической энергии, существенно сокращается время, при

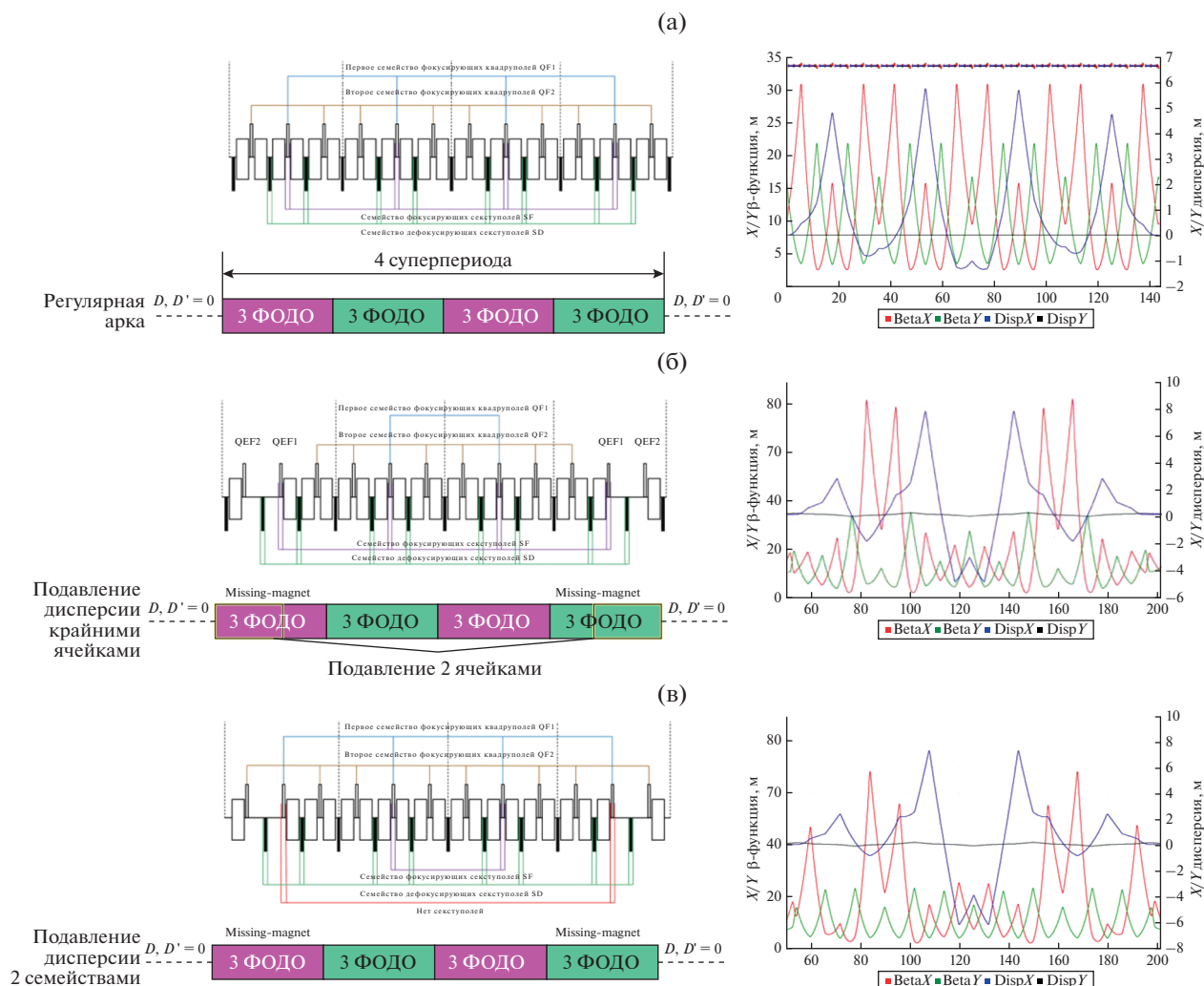


Рис. 4. Принципиальная схема расстановки квадруполов и секступолов в арке коллайдера. Для регулярной структуры (а), missing-magnet структур с различным методом подавления дисперсии: подавление крайними ячейками (б), двумя семействами (в). Также справа приведены Twiss-функции.

котором частицы находятся вблизи нулевого значения коэффициента проскальзывания, тем самым пучок не успевает распастся из-за разброса по импульсу. Метод поднятия критической энергии (он же метод создания резонансной магнито-оптической структуры) заключается в том, чтобы заведомо поднять значение критической энергии выше энергии эксперимента, либо даже добиться комплексного значения. В этом случае критическую энергию преодолевать не нужно вовсе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Risselada T. Report CERN-94-01. 1994. P. 313.
2. Senichev Yu.V., Chechenin A.N. // J. Exp. Theor. Phys. 2007. V. 105 (6). P. 1141–1156. <https://doi.org/10.1134/S1063776107120060>
3. Senichev Yu.V., Chechenin A.N. // J. Exp. Theor. Phys. 2007. V. 105 (5). P. 988–997. <https://doi.org/10.1134/S1063776107110118>
4. Golubeva N.I., Iliev A.I., Senichev Yu.V. // Proc. IEEE Particle Accelerator Conf. PAC-1991. 1991. <https://doi.org/10.1109/PAC.1991.164815>.
5. Courant E.D., Garren A.A., Wienands U. // Proc. IEEE Particle Accelerator Conf. PAC-1991. 1991. <https://doi.org/10.1109/PAC.1991.165117>
6. Autin B., Cappel R., Gareyte J., Garoby R., Giovannozzi M., Haseroth H., Martini M., Métral E., Pirkel W., Schönauer H., Prior C.R., Rees G.H., Hofmann I., Senichev Yu. // Proc. 7th Eur. Conf. EPAC-2000. June 26–30, 2000. Vienna, Austria, V. 1–3.
7. Mori Y., Ishi Y., Muto M., Nakayama H., Ohmori C., Shibuya S., Tanabe T., Tomizawa M. // Proc. Eur. Particle Accelerator Conf. EPAC-96. 1996.
8. Ng K.Y. Fermilab-FN-0713. 2002.

9. *Laclare J.L.* // Proc. CAS CERN Accelerator School: 5th General Accelerator Physics Course. 1992.
10. *Syresin E.M., Butenko A.V., Zenkevich P.R., Kolokolchikov S.D., Kostromin S.A., Meshkov I.N., Mityanina N.V., Senichev Y.V., Sidorin A.O., Trubnikov G.V.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. P. 997.
<https://doi.org/10.1134/S1063779621050051>
11. *Kolokolchikov S. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2023. V. 2420. P. 012001.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2420/1/012001>
12. *Wei J., Lee S.Y.* BNL—41667. 1988.
13. *Stockhorst H., Katayama T., Maier R.* Beam Cooling at COSY and HESR. Theory and Simulation. Part 1: Theory. 2016. Jülich: Forschungszentrum. P. 161–171.
14. *Колокольчиков С.Д., Сеничев Ю.В.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2022. Т. 13 (1). С. 27–36 [*Kolokolchikov S.D., Senichev Y.V.* // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84 (10). P. 1734].

Peculiarities of Crossing and Raising the Synchrotron Transition Energy

S. D. Kolokolchikov¹ * and Yu. V. Senichev¹

¹*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Science, Moscow, 117312 Russia*

*e-mail: sergey.bell13@gmail.com

Received July 19, 2022; revised March 4, 2023; accepted August 18, 2023

Abstract—The transition energy crossing requires special attention to preserve the stability of the beam during its acceleration to the energy of the experiment. Possible methods of the transition energy crossing in a synchrotron are considered as a case the NICA accelerator complex located in Dubna, Russia.

Keywords: transition energy, slip-factor, gamma-jump, superperiod