

# Система спин-флипа дейтронов на базе корректирующих квадрупольей Нуклотрона/ОИЯИ

*Е.Д. Цыплаков<sup>a,1</sup>, Ю.Н. Филатов<sup>a,2</sup>, А.М. Кондратенко<sup>a,b</sup>, М.А. Кондратенко<sup>a,b</sup>  
В.А. Лопаткин<sup>a</sup>, С.В. Виноградов<sup>a</sup>, А.В. Бутенко<sup>c</sup>, С.А. Костромин<sup>c</sup>  
В.П. Ладыгин<sup>c</sup>, Е.М. Сыресин<sup>c</sup>, Е.А. Бутенко<sup>c</sup>, Е.С. Богданов<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Московский физико-технический институт

<sup>b</sup> Научно-техническая лаборатория “Заряд”

<sup>c</sup> Объединенный институт ядерных исследований

Предлагается новый метод спин-флипа дейтронов, используя пересечение спинового резонанса с бетатронными частотами. Резонанс индуцируется корректирующими квадрупольями Нуклотрона, которые позволяют контролировать одновременно отстройку от резонанса и его мощность. Спин-флип дейтронов осуществляется за счет адиабатического пересечения резонанса медленным изменением бетатронной частоты. Достоинством метода является то, что при пересечении индуцированного резонанса энергия пучка остается неизменной и определяется выбранной частотой вертикальных бетатронных колебаний. Обсуждается возможность экспериментальной проверки спин-флипа дейтронов в Нуклотроне.

PACS: 29.27.Hj, 13.88.+e

## Введение

Для выполнения программы исследований с поляризованными пучками протонов и дейтронов в коллайдере NICA [1–4] планируется использовать режим спиновой прозрачности (ST режим), который позволяет получать любые направления спинов в детекторе. Одним из основных требований к поляризованным пучкам является организация системы многократных переворотов спина частиц во время проведения экспериментов (системы спин-флипа). ST режим осуществляется с помощью двух соленоидальных змеек [5]. Однако, для реализации ST режима дейтронов во всем диапазоне энергий коллайдера требуются большие интегралы соленоидальных полей. Актуальным остается разработка новых методов спин-флипа дейтронов в коллайдере без использования сибирских змеек.

Спин-флип дейтронов можно реализовать за счет адиабатического пересечения спинового резонанса. Адиабатические перевороты спинов дейтронов были успешно реализованы за счет пересечения индуцированного резонанса RF-соленоидом на синхротроне COSY (г. Юлих, Германия) [6, 7]. В данной работе предлагается реализовать спин-флип дейтронов, используя пересечение спинового резонанса с бетатронными частотами, который индуцируется штатными корректирующими квадрупольями синхротрона.

<sup>1</sup>E-mail: tsyplakov.ed@phystech.edu

<sup>2</sup>E-mail: yuriiilatoff@mail.ru

## Спин-флип дейтронов в Нуклотроне с помощью квадрупольных корректоров

В Нуклотроне поляризация дейтронов направлена вдоль вертикального направления и может изменяться лишь в областях спиновых резонансов [8]. В идеальной структуре Нуклотрона с суперпериодом  $N_p = 8$  могут существовать только внутренние резонансы  $\gamma G = 8k - \nu_y$  ( $k$  — целые числа), которые отсутствуют в диапазоне энергий Нуклотрона. Спиновый резонанс с бетатронными частотами можно индуцировать, используя квадрупольные корректоры, искажающие симметрию Нуклотрона до однопериодной структуры. При выборе бетатронной частоты  $\nu_y$  в диапазоне от 7.143 до 7.5 станет возможным спиновый резонанс  $\gamma G = 7 - \nu_y$ . Пересечение этого резонанса можно организовать при фиксированном значении энергии за счет изменения бетатронной частоты, контролируя отстройку от резонанса  $\varepsilon = \nu_y - \nu_{\text{res}}$  с помощью корректирующих квадрупольей. Характер пересечения индуцированного спинового резонанса с мощностью  $\omega$  определяется нормализованной скоростью изменения отстройки  $\varepsilon'$  (формула Фруассарт-Стора) [9]:

$$S_f = S_0 \left( -1 + 2 \exp \left( -\frac{\pi \omega^2}{2\varepsilon'} \right) \right), \quad \varepsilon' = \frac{T}{2\pi} \frac{d\nu_y}{dt}, \quad (1)$$

где  $S_0$  и  $S_f$  — вертикальные проекции спина до и после пересечения,  $T$  — период обращения частицы в Нуклотроне.

Так как мощность индуцированного резонанса пропорциональна амплитуде бетатронных колебаний (корню из бетатронного эмиттанса  $\epsilon_y$ )  $\omega \propto \sqrt{\epsilon_y}$ , результат пересечения резонанса будем характеризовать деполаризующим эмиттансом  $\epsilon_y$

$$S_f = S_0 \left( -1 + 2 \exp \left( -\frac{\epsilon_y}{\epsilon_D} \right) \right), \quad \epsilon_D = \frac{T}{\pi^2 \omega^2} \frac{d\nu_y}{dt} \epsilon_y, \quad (2)$$

который определяется только скоростью изменения градиентов «отстроечных» корректоров. С учетом функции распределения по эмиттансам  $f(\epsilon_y)$  поляризация после пересечения резонанса будет определяться формулой:

$$\langle S \rangle_f = \langle S \rangle_0 \int_0^{\infty} f(\epsilon_y) \left( -1 + 2 \exp \left( -\frac{\epsilon_y}{\epsilon_D} \right) \right) d\epsilon_y. \quad (3)$$

Экспериментально измеряя отношение вертикальной поляризации дейтронов до и после пересечения в зависимости от  $\epsilon_D$  (от скорости пересечения резонанса), появляется возможность экспериментально установить функцию распределения по бетатронным амплитудам пучка.

Для организации адиабатического переворота спинов в пучке дейтронов необходимо обеспечить, чтобы подавляющая часть частиц пучка имела амплитуды, которые соответствуют медленному пересечению ( $\epsilon_y \gg \epsilon_D$ ). Однако, в пучке всегда будут присутствовать частицы с малыми амплитудами ( $\epsilon_y \ll \epsilon_D$ ), которые при заданной скорости пересечения (деполаризующем

эмиттансе) будут пересекаться быстро. Также принципиально будут присутствовать и частицы с амплитудами, которые соответствуют пересечению резонанса с промежуточной скоростью ( $\epsilon_y \sim \epsilon_D$ ), которые будут приводить к частичной потере поляризации дейтронов. Таким образом, после пересечения индуцированного резонанса всегда возникает профиль поляризации: частицы с «малыми» амплитудами бетатронных колебаний остаются вертикально направленными вверх, частицы с «большими» амплитудами переворачиваются с изменением знака поляризации, а частицы с «промежуточными» амплитудами значительно отклоняются от вертикального направления, что приводит к частичной потере поляризации.

Для иллюстрации на рис. 1 приведены результаты расчета профиля поляризации пучка дейтронов при пересечении индуцированного резонанса с различными скоростями. Значение конечной вертикальной компоненты спина после пересечения  $S_f$  указаны в вертикальном фазовом пространстве  $(y, y')$  цветом в соответствии с приведенной справа шкалой в оттенках серого цвета. Вертикальный бетатронный эмиттанс изменялся в диапазоне до 10 мм·мрад. Слева показан случай достаточно медленного пересечения ( $\epsilon_D/\epsilon_{\max} = 0.18$ ) когда большинство спинов дейтронов практически переворачиваются, справа — случай промежуточного пересечения ( $\epsilon_D/\epsilon_{\max} = 0.72$ ), когда большинство спинов частиц значительно отклоняется от вертикали.

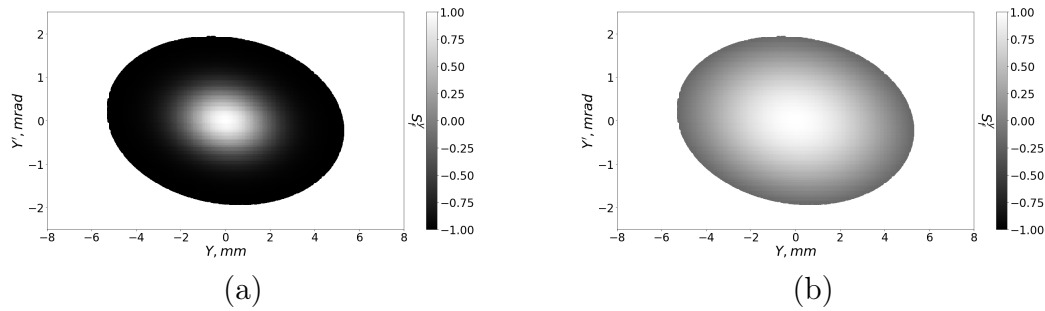


Рис. 1. Профиль поляризации для частиц при медленном (а) и промежуточном (б) пересечениях резонанса.

При рэлеевском распределении амплитуд бетатронных колебаний функция распределения по эмиттансам и отношение поляризаций до и после пересечения резонанса принимают вид [10]:

$$f(\epsilon_y) = \frac{1}{\epsilon_D} \exp\left(-\frac{\epsilon_y}{\epsilon_D}\right), \quad \frac{\langle S \rangle_f}{\langle S \rangle_0} = \frac{1 - \chi}{1 + \chi}, \quad \chi = \frac{\epsilon_{\text{rms}}}{\epsilon_D}. \quad (4)$$

В этом случае степень переворота поляризации определяется отношением  $\chi$  средне-квадратичного эмиттанса пучка к деполаризующему эмиттансу. При большой скорости пересечения  $\epsilon_D \gg \epsilon_{\text{rms}}$  ( $\chi \ll 1$ ) поляризация пучка после пересечения практически не изменяется. При медленной скорости пересечения  $\epsilon_D \ll \epsilon_{\text{rms}}$  ( $\chi \gg 1$ ) спины практически всех частиц переворачиваются. И, наконец, при промежуточном пересечении  $\epsilon_D \sim \epsilon_{\text{rms}}$  ( $\chi \sim 1$ ) происходит потеря поляризации. Поляризация полностью

исчезает при  $\epsilon_D = \epsilon_{\text{rms}}$  ( $\chi = 1$ ). Этот эффект можно использовать для экспериментальной оценки бетатронного среднеквадратичного эмиттанса пучка.

### Численное моделирование спин-флипа дейтронов

Технологически Нуклотрон обладает необходимым оборудованием для проведения экспериментов по спин-флипу дейтронов. Вертикальную поляризацию до и после пересечения можно измерять с помощью поляриметра на основе др-упругом рассеянии под большими углами [11, 12]. Приведем результаты численного моделирования спин-флипа дейтрона при энергии эксперимента 270 МэВ/н, которая соответствует максимальной анализирующей способности поляриметра.

Определим, какие из штатных корректоров Нуклотрона оптимально использовать для возбуждения мощности индуцированного резонанса и управления отстройкой от резонанса в процессе его пересечения.

Вклад в мощность резонанса зависит от места расположения корректирующего квадруполя и определяется функцией отклика  $F$  [13, 14], учитывающей влияние на спин магнитной структуры всего кольца Нуклотрона

$$\omega = \frac{a}{2\pi} \int_0^L \frac{g(z)}{B\rho} f_y F \exp(i\gamma G \Theta_M) dz, \quad \Theta_M = \int_0^z \frac{B_y(z)}{B\rho} dz. \quad (5)$$

Здесь  $a$  — амплитуда бетатронных колебаний,  $g$  — градиент квадруполя корректора,  $B\rho$  — магнитная жёсткость,  $f_y$  — вертикальная функция Флоке,  $L$  — длина орбиты,  $\Theta_M$  — магнитный азимут, определяемый арочными диполями. Функция отклика определяется структурой Нуклотрона и зависит от выбранной энергии эксперимента. На рисунке 2 приведен график функции отклика для дейтронов с кинетической энергией равной 270 МэВ/н. Резонансное значение бетатронной частоты, соответствующее этой энергии, равно  $\nu_{\text{res}} = 7.1836$ . Положение первого максимума функции отклика соответствует размещению 2-ого корректора, изображенному черным треугольником на рис. 2. Поэтому для эффективного использования действия на спин всего кольца Нуклотрона при возбуждении индуцированного резонанса оптимально использовать 2-ой квадруполюсный корректор.

Сдвиг бетатронной частоты при включении корректирующего квадруполя рассчитывается по формуле [15]

$$\Delta\nu_y = \frac{1}{4\pi} \int_0^L \frac{g(z)}{B\rho} \beta_y dz, \quad (6)$$

где  $\beta_y = |f_y|^2$  — вертикальная бета-функция (см. рис. 3). Таким образом, для эффективного управления отстройкой в процессе пересечения резонанса оптимально выбирать корректор, который с одной стороны расположен

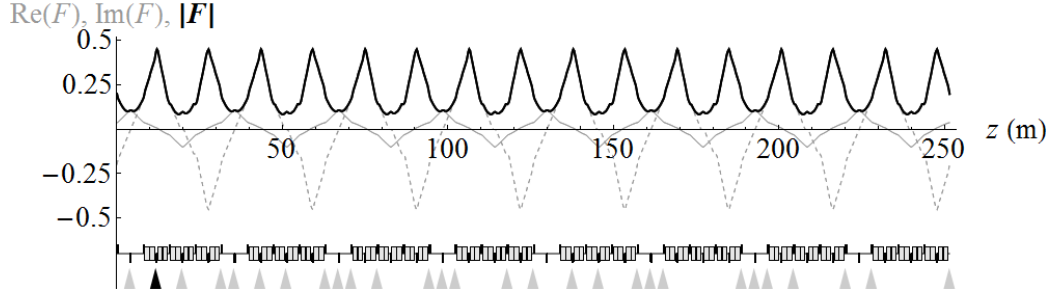


Рис. 2. Функция отклика дейтронов для энергии 270 МэВ/н.

в местах с большими значениями вертикальной бета-функции, а с другой стороны, значение функции отклика в этом месте должно быть по возможности минимальным с тем, чтобы во время пересечения мощность резонанса практически не изменялась. Таким свойством обладает, например, 5-ый корректор, который обозначен черным треугольником на рис. 3.

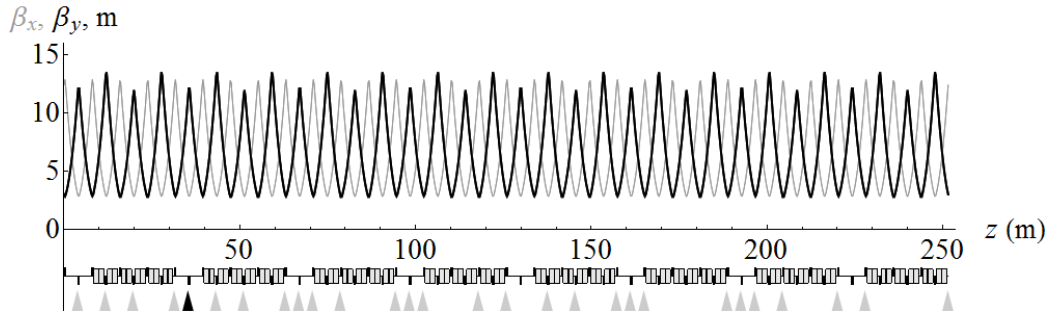


Рис. 3. Бета-функции дейтронов в Нуклотроне.

На рисунке 4 приведены результаты численного моделирования спиновой динамики при пересечениях индуцированного резонанса с различными скоростями, выполненное с помощью спин-трекинг кода Zgoubi [16].

Результаты численного моделирования находятся в полном согласии с аналитическими расчетами пересечения уединенного спинового резонанса с постоянной скоростью (табл. 1).

Таблица 1. Сравнение эффективности переворотов спинов — теоретических расчетов с численным моделированием

$N$	$\epsilon_y$	$S_f^{\text{theory}}$	$S_f^{\text{Zgoubi}}$
1	$0.3\epsilon_D$	0.49	0.503
2	$1.3\epsilon_D$	-0.46	-0.463
3	$7.0\epsilon_D$	-0.99	-0.986

При отстройке от резонанса на уровне  $\varepsilon = \Delta\nu_y \sim 10^{-3}$  и среднеквадратичного эмиттанса  $\epsilon_{\text{rms}} = 4.5$  мм·мрад асимптотика усредненного по ансамблю

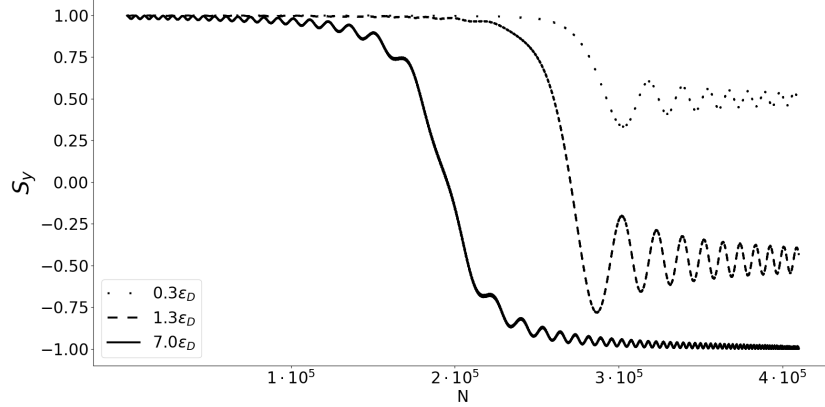


Рис. 4. Изменение вертикальной проекции спина дейтрона при пересечении индуцированного резонанса для трех значений амплитуд бетатронных колебаний, соответствующих быстрому пересечению (кривая точками,  $\epsilon_y = 0.3\epsilon_D$ ), промежуточному пересечению (кривая пунктиром,  $\epsilon_y = 1.3\epsilon_D$ ) и медленному пересечению (сплошная кривая,  $\epsilon_y = 7.0\epsilon_D$ ).

частиц конечного направления спина определяется как:

$$\frac{\langle S \rangle_f}{\langle S \rangle_0} = -1 + \frac{3.6 [\text{сек}]}{\Delta t}. \quad (7)$$

Для спин-флипа дейтрона с 90% эффективностью переворота время пересечения индуцированного резонанса составит примерно полминуты.

### Заключение

Предложен метод переворота спина за счет адиабатического пересечения индуцированного резонанса корректирующими квадрупольями. Численное моделирование показывает реальность выполнения эксперимента по спин-флипу дейтрона в Нуклотроне, который оснащен всем необходимым оборудованием для его проведения. Появляется возможность экспериментально изучить распределение частиц в пучке по амплитудам бетатронных колебаний с помощью измерения эффективности переворота спина дейтронов в зависимости от времени пересечения индуцированного резонанса.

Работа выполнена по Программе целевого финансирования научно-исследовательских работ научных групп, сотрудничающих в рамках мегапроекта «Комплекс NICA» в 2023 году.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Savin I., Efremov A., Peshekhonov D., Kovalenko A., Teryaev O., Shevchenko O., Nagajcev A., Guskov A., Kukhtin V., Topilin N. Spin Physics Experiments at NICA-SPD with polarized proton and deuteron beams. 2015. V. 85. P. 02039.

2. *Abramov V., Aleshko A., Baskov V., Boos E., Bunichev V., Dalkarov O., El-Kholy R., Galoyan A., Guskov A., Kim V., others.* Possible studies at the first stage of the NICA collider operation with polarized and unpolarized proton and deuteron beams // *Physics of Particles and Nuclei*. 2021. V. 52, no. 6. P. 1044–1119.
3. *Kekelidze V., Kovalenko A., Lednický R., Matveev V., Meshkov I., Sorin A., Trubnikov G.* The NICA project at JINR dubna // *EPJ Web of Conferences*. 2014. 04. V. 71. P. 00127.
4. *Filatov Y., Kovalenko A., Butenko A., Syresin E., Mikhailov V., Shimanskiy S., Kondratenko A., Kondratenko M.* Spin transparency mode in the NICA collider. 2019. . V. 204. P. 10014.
5. *Kovalenko A., Butenko A., Mikhaylov V., Kondratenko M., Kondratenko A., Filatov Y.* Spin Transparency Mode in the NICA Collider with Solenoid Siberian Snakes for Proton and Deuteron Beam // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. 12. V. 938. P. 012025.
6. *Blinov B.B., Derbenev Y.S., Kageya T., Kantsyrev D.Y., Krisch A.D., Morozov V.S., Sivers D.W., Wong V.K., Anferov V.A., Schwandt P., von Przewoski B.* Spin-flipping a stored polarized proton beam with an rf dipole // *AIP Conference Proceedings*. 2000. 12. V. 549, no. 1. P. 662–665. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1345340>.
7. *Blinov B.B., Anferov V.A., Derbenev Y.S., Kageya T., Krisch A.D., Lorenzon W., Ratner L.G., Sivers D.W., Sourkont K.V., Wong V.K., Chu C.M., Lee S.Y., Rinckel T., Schwandt P., Sperisen F., von Przewoski B., Sato H.* Spin Flipping in the Presence of a Full Siberian Snake // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Oct. V. 81. P. 2906–2909. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.2906>.
8. *Vokál S., Kovalenko A., Kondratenko A.M., Kondratenko M.A., Mikhailov V.A., Filatov Y.N., Shimanskii S.* Program of polarization studies and capabilities of accelerating polarized proton and light nuclear beams at the nuclotron of the joint institute for nuclear research // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. 2009. V. 6. P. 48–58. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:120388769>.
9. *Froissart M., Stora R.* Depolarisation d'un faisceau de protons polarisés dans un synchrotron // *Nuclear Instruments and Methods*. 1960. V. 7, no. 3. P. 297–305. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X60900331>.
10. *Lin F., Ahrens L.A., Bai M., Brown K., Courant E.D., Gardner C., Glenn J.W., Huang H., Lee S.Y., Luccio A.U., MacKay W.W., Ptit-syn V., Roser T., Takano J., Tepikian S., Tsoupas N., Zelenski A., Zeno K.* Exploration of horizontal intrinsic spin resonances with two

- partial Siberian snakes // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2007. Apr. V. 10. P. 044001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.10.044001>.
11. *Kurilkin P., Ladygin V., Uesaka T., Suda K., Gurchin Y., Isupov A., Itoh K., Janek M., Karachuk J.T., Kawabata T., Khrenov A., Kiselev A., Kizka V., Kliman J., Krasnov V., Livanov A., Maeda Y., Malakhov A., Matousek V., Morhach M., Reznikov S., Sakaguchi S., Sakai H., Sasamoto Y., Sekiguchi K., Turzo I., Vasiliev T.* The 270MeV deuteron beam polarimeter at the Nuclotron Internal Target Station // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2011. V. 642, no. 1. P. 45–51. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211006966>.
  12. *Ladygin V., Averyanov A., Bazylev S., Belov A., Chernykh E., Fimushkin V., Gurchin Y., Isupov A., Janek M., Karachuk J., Khrenov A., Krivenkov D., Kurilkin P., Livanov A., Piyadin S., Reznikov S., Slepnev I., Slepnev V., Shutov A., Skhomenko Y.* Deuteron and proton beams polarimetry at internal target at JINR Nuclotron. 2019. 08. P. 150.
  13. *Kondratenko A., Kondratenko M., Filatov Y.* Calculation of spin resonance strength at COSY accelerator // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. 2008. 11. V. 5. P. 538–547.
  14. *Filatov Y.N., Kondratenko A.M., Kondratenko M.A., Derbenev Y.S., Morozov V.S., Kovalenko A.* Spin response function technique in spin-transparent synchrotrons // *The European Physical Journal C*. 2020. V. 80. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:225451375>.
  15. *Courant E.D., Snyder H.S.* Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron // *Annals of Physics*. 1958. V. 281. P. 360–408. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:123315029>.
  16. *Méot F.* The ray-tracing code Zgoubi // *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*. 1999. V. 427. P. 353–356. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:119781558>.



## Spin flipping of a deuteron beam by correcting quadrupoles in Nuclotron/JINR

*E.D. Tsyplakov<sup>a,1</sup>, Yu.N. Filatov<sup>a,2</sup>, A.M. Kondratenko<sup>a,b</sup>, M.A. Kondratenko<sup>a,b</sup>  
V.A. Lopatkin<sup>a</sup>, S.V. Vinogradov<sup>a</sup>, A.V. Butenko<sup>c</sup>, S.A. Kostromin<sup>c</sup>  
V.P. Ladygin<sup>c</sup>, E.M. Syresin<sup>c</sup>, E.A. Butenko<sup>c</sup>, E.S. Bogdanov<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

<sup>b</sup> Science and Technique Laboratory Zaryad, Novosibirsk, Russia

<sup>c</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

A novel method of deuteron spin flipping by the crossing the spin resonance with the betatron tunes is proposed. The resonance is induced by Nuclotron correcting quadrupoles, which allow one to simultaneously control the resonance detuning and its strength. Spin-flipping of deuterons is provided by adiabatic crossing of the resonance by a slow change in the betatron frequency. The advantage of the method is that when crossing the induced resonance, the energy of the beam remains unchanged and is determined by the selected tune of the vertical betatron oscillations. The possibility of experimental verification of deuteron spin-flipping in Nuclotron is discussed.

---

<sup>1</sup>E-mail: tsyplakov.ed@phystech.edu

<sup>2</sup>E-mail: yuriiilatoff@mail.ru