

P9-2003-154

В. И. Волков, А. В. Елисеев, И. Б. Иссинский,
А. Д. Коваленко

**МОДЕЛИРОВАНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА
ПУЧКА НУКЛОТРОНА В РЕЖИМ УСКОРЕНИЯ**

1. Введение

Применяемая в настоящее время на нуклотроне /1,2/ высокочастотная система позволяет осуществлять захват инжектируемых частиц и их ускорение в режиме растущего магнитного поля при постоянной амплитуде напряжения. В этом случае, теоретически, в продольный аксептанс попадает около 50% находящихся в камере ускорителя частиц. В данной работе с помощью компьютерной программы Esme v.8.2 /3/ проведено численное моделирование квазиadiaбатического захвата пучка в синхротронный режим с эффективностью, близкой к 100%. Для сравнения приведены результаты расчетов процесса захвата и ускорения пучка в существующем режиме.

2. Данные, используемые для моделирования процесса ускорения

Средний радиус ускорителя	40,03 м
Магнитное поле инжекции для протонов (дейтронов)	0,0294 Тл
Импульс инжектируемых частиц (протонов, дейтронов)	96,96 МэВ/с нукл.
Скорость роста магнитного поля	от 0,2 до 4 Тл/с
Радиальный размер апертуры вакуумной камеры в линзах	$a = \pm 58$ мм
Кратность ускоряющей системы	5

Характеристики пучка:

энергия инжекции протонов	20 МэВ
энергия инжекции ядер	5 МэВ/нукл.
эмиттанс инжектируемого пучка	$\epsilon_x = 30 \pi$ мм.мрад
импульсный разброс при инжекции	$\Delta p/p = \pm 0,0005$

3. Заполнение апертуры камеры ускорителя

Критичной по апертуре точкой в настоящее время является выводной участок /4/, где электростатический септум и магнит Ламбертсона сдвинуты к центру камеры. За счет этого горизонтальный размер апертуры на азимуте краев септумов, расположенных рядом с линзами 5Ф1 и 5Ф2, составляет 90 мм. Часть апертуры, заполненная бетатронными колебаниями с эмиттансом инжектируемого пучка 30π мм.мрад /5/, составляет в этом месте

$$\Delta X_b = \pm(\epsilon_x \beta / \pi)^{1/2} = \pm(30 \cdot 11,6)^{1/2} = \pm 19 \text{ мм.}$$

Ее часть, идущая на дисперсию инжектируемого пучка с $\Delta p/p = \pm 5 \cdot 10^{-4} / 6$, равна $\approx \pm 2$ мм. Тогда, если здесь эмпирически можно достигнуть оптимального положения бампа орбиты $\Delta X_{\text{бам}} = -15$ мм, свободная часть апертуры составит

$$X_S = \pm(45 - 19 - 2) = \pm 24 \text{ мм},$$

что дает возможность существования пучка с амплитудой синхротронных колебаний до $\Delta p/p = \pm 6 \cdot 10^{-3}$.

Проведенные в последнее время измерения на ускорителе дали величину свободного пространства для синхротронного движения $\Delta X_S = \pm 16$ мм, соответствующую $\Delta p/p = \pm 4 \cdot 10^{-3}$.

4. Моделирование существующей схемы ускорения

Временная диаграмма изменения магнитного поля и напряжения на ускорительных станциях (УС) при действующей схеме ускорения дана на рис.1. На

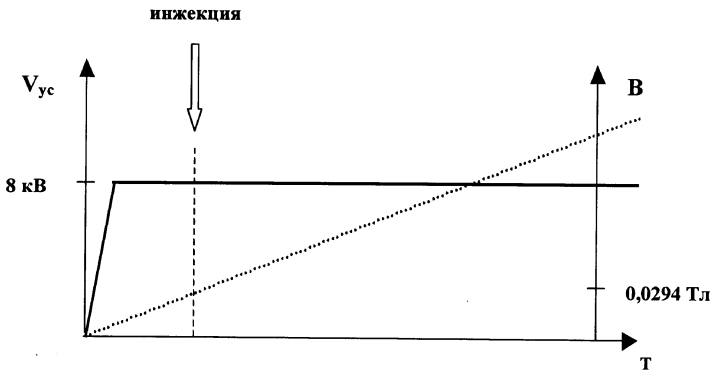
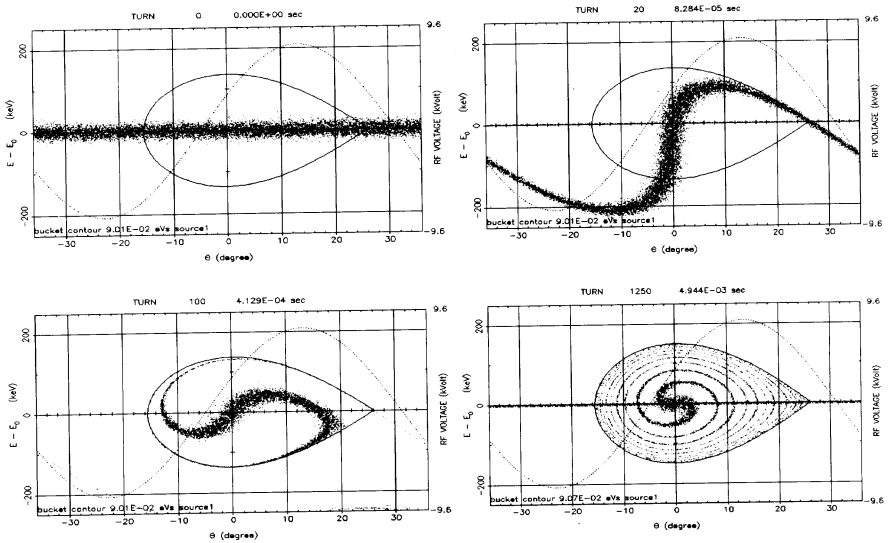


Рис 1. Изменение магнитного поля (...) и напряжения на ускоряющей станции (—) при существующей схеме захвата частиц в ускорение

рис.2 показан промоделированный процесс начального этапа ускорения протонов в фазовом пространстве энергия – азимут для $dV/B=0,6$ Тл/с. Инжектированный пучок представлен распределением, равномерным по азимуту и гауссовским по энергии ($\pm 2\sigma$ соответствует $\Delta p/p = \pm 0,0005$). Было взято 10000 частиц на 1/5 периметра ускорителя. Синхронная частица помещена в центр координат. Показан номер оборота и

соответствующее время, а также ускоряющее напряжение. Здесь и далее дается эффективное напряжение на ускоряющих электродах (дрейфовых трубках), имеющих коэффициент эффективности 0,651. Начальный этап ускорения ограничен 5 мс, на протяжении которых заканчивается оседание незахваченных частиц на стенках камеры. При этом импульс протонов изменяется от 194 до 214 МэВ/с (энергия с 20 до 24 МэВ). В дальнейшем число захваченных частиц должно оставаться постоянным до конца ускорения.



**Рис 2. Начальный этап ускорения протонов в нуклотроне.
Напряжение на УС – 8кВ**

Рис. 2 показывает потерю значительного количества частиц, связанную с ограниченностью продольного акцептанса по азимуту. Увеличение эффективности захвата путем повышения напряжения на УС имеет предел – стенки вакуумной камеры. Механизм попадания частиц на стенки камеры при имеющемся пространстве для синхротронного движения ± 15 мм проиллюстрирован на рис 3. Сепаратриса, соответствующая напряжению на УС 9,3 кВ, касается стенок и, следовательно,

показывает предел повышения эффективности захвата путем увеличения амплитуды ВЧ.

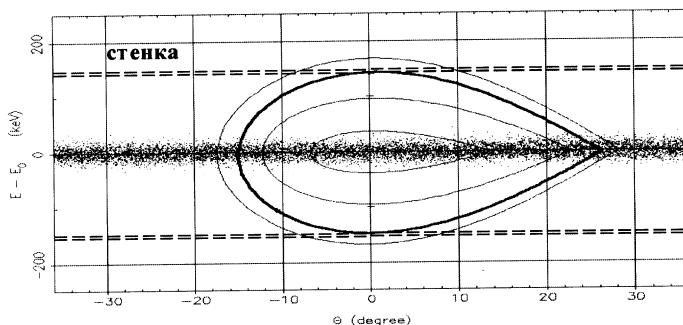


Рис 3. Размеры сепаратрис в зависимости от напряжения на УС – 4, 6, 10 кВ. Граница ускорительной камеры соответствует ± 16 мм пространства для синхротронного движения. Выделена сепаратриса, соответствующая 9,3 кВ на УС

В таблице 1 приведены значения эффективности захвата и величина импульсного разброса в зависимости от ускоряющего напряжения. Обратим внимание на то, что начиная приблизительно с $V_{ус} = 7$ кВ импульсный разброс, а следовательно и поперечное пространство синхротронных колебаний, начинает быстро возрастать. Уже при $V_{ус} = 8$ кВ (обычное напряжение в сеансах нуклотрона) импульсный разброс увеличивается в 6,8 раза через 100 мкс после инжекции. При этом поперечное пространство в камере, необходимое для синхротронного движения, составляет около ± 15 мм. Таким образом, эффективность захвата 60% является предельной при этом методе.

Таблица 1.

Эффективность захвата, величина импульсного разброса и амплитуда синхротронных колебаний в зависимости от ускоряющего напряжения.

$V_{ус}, \text{кВ}$	4	5	6	7	8	9	10
Эффективность Захвата, %	27	40	48	53	57	59	62
$\Delta p/p$	$\pm 0,0001$	$\pm 0,0018$	$\pm 0,0024$	0,003	$\pm 0,0034$	0,0038	$\pm 0,0043$
$\Delta X_s, \text{мм}$	4,0	7,1	9,7	11,8	13,7	15,3	17,0

5. Квазиadiaбатический захват пучка в ускорение

Адиабатический захват частиц в медленно растущую сепаратрису 2λ происходит при постоянном во времени магнитном поле. Время захвата при этом многократно превышает период синхротронных колебаний. В идеальном случае (бесконечное время захвата) инжектированный в ускоритель пучок сворачивается внутри сепаратрисы без увеличения эффективного фазового объема, то есть продольный фазовый объем в конце захвата равен фазовому объему инжектированного пучка. Тем самым обеспечивается идеальная банчировка с максимально возможной фазовой плотностью и минимальной амплитудой синхротронного движения и, следовательно, минимальным импульсным разбросом. Далее следует переход от сепаратрисы 2λ к сепаратрисе ускорения без потерь частиц – 100% захват.

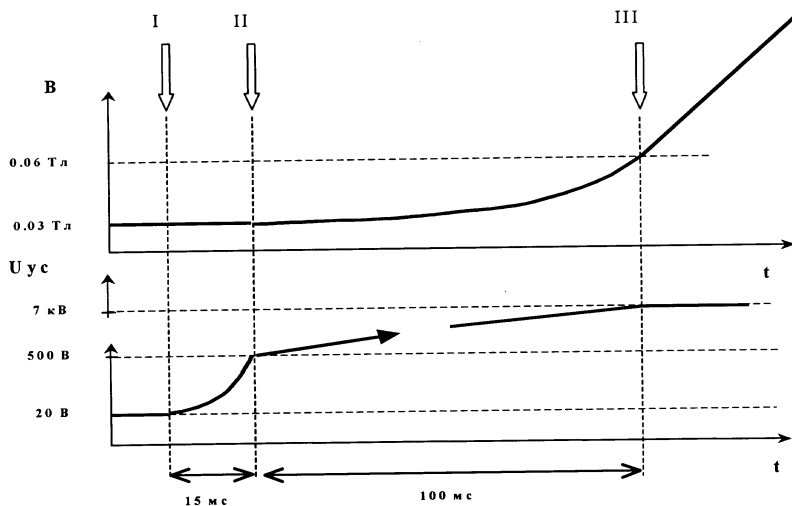


Рис. 4. Изменение магнитного поля и напряжения (эффективного) на ускорительных станциях во время цикла ускорения с квазиadiaбатическим захватом. I – инжекция в постоянное магнитное поле, I-II – захват в постоянном магнитном поле (напряжение на УС меняется по изoadiaбатическому закону), II-III – переход к ускорению с $dB/B=0,6$ Тл/с (линейный рост напряжения на УС параболический рост поля)

Так называемый квазиadiaбатический захват (КАЗ) пучка, близкий к адиабатическому, но ограниченный во времени, позволяет получить эффективность захвата около 99%. Временная диаграмма изменений магнитного поля и напряжения на

УС показана на рис. 4. Ускорительный цикл при этом режиме можно разбить на три этапа, границы которых на рисунке отмечены стрелками с римскими цифрами.

Собственно КАЗ осуществляется в постоянное магнитное поле между моментом инъекции (I) и началом его роста (II). Главная задача этого этапа ускорительного цикла – формирование в течение разумного периода времени банча с максимальной фазовой плотностью и минимальной азимутальной протяженностью. Для обеспечения этих требований необходим правильный выбор начального и конечного напряжения на УС, а также закона изменения напряжения. Механизм КАЗ описан в / 7÷9 /.

Основным параметром, определяющим «адиабатичность» процесса, является коэффициент, определяемый как $\alpha = (dA/A)/(dt/T_S)$, где A – площадь продольного акцептанса, T_S – период синхротронных колебаний. Чем меньше этот коэффициент, тем лучше выполняется условие адиабатичности и тем дольше длится процесс захвата. Оптимальное соотношение качества (эффективной плотности фазового объема) и времени захвата наступает при $0.25 < \alpha < 0.5$.

Закон изменения ускоряющего напряжения в нашем рассмотрении предполагает постоянство α . В этих условиях время захвата получается равным $9 / \Delta t = (T_{S1} - T_{S2}) / \alpha$, где T_{S1} и T_{S2} – периоды синхротронных колебаний в начале и конце захвата.

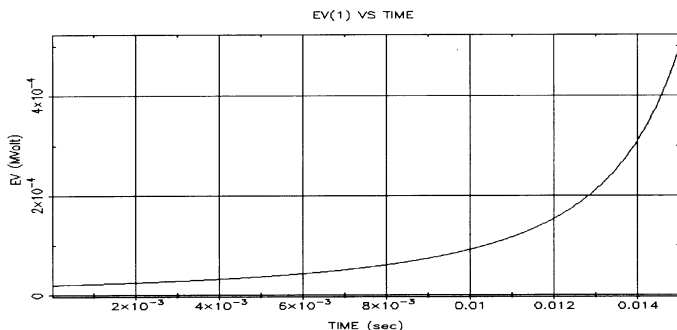


Рис. 5. Изменение напряжения на УС во время КАЗ протонов

Поскольку период синхротронных колебаний в начале захвата существенно больше, чем в конце, время захвата при выбранном коэффициенте адиабатичности определяется, главным образом, значением T_{S1} и, следовательно, начальным напряжением на УС. Конечное же напряжение должно быть достаточным, чтобы весь начальный фазовый объем пучка имел возможность свернуться внутри сепаратрисы.

Численное моделирование показало, что высота сепаратрисы в конце захвата должна быть около 50 кэВ ($\Delta p/p \approx 1.10^{-3}$), а соответствующее напряжение $V_{\text{кон}}$ около 500 В. Отсюда для $\alpha=0,35$, $\Delta t=15$ мс и $V_{\text{кон}}=500$ В начальное напряжение $V_{\text{нач}} = 20$ В. График изменения напряжения на УС при выбранных параметрах изображен на рис.5.

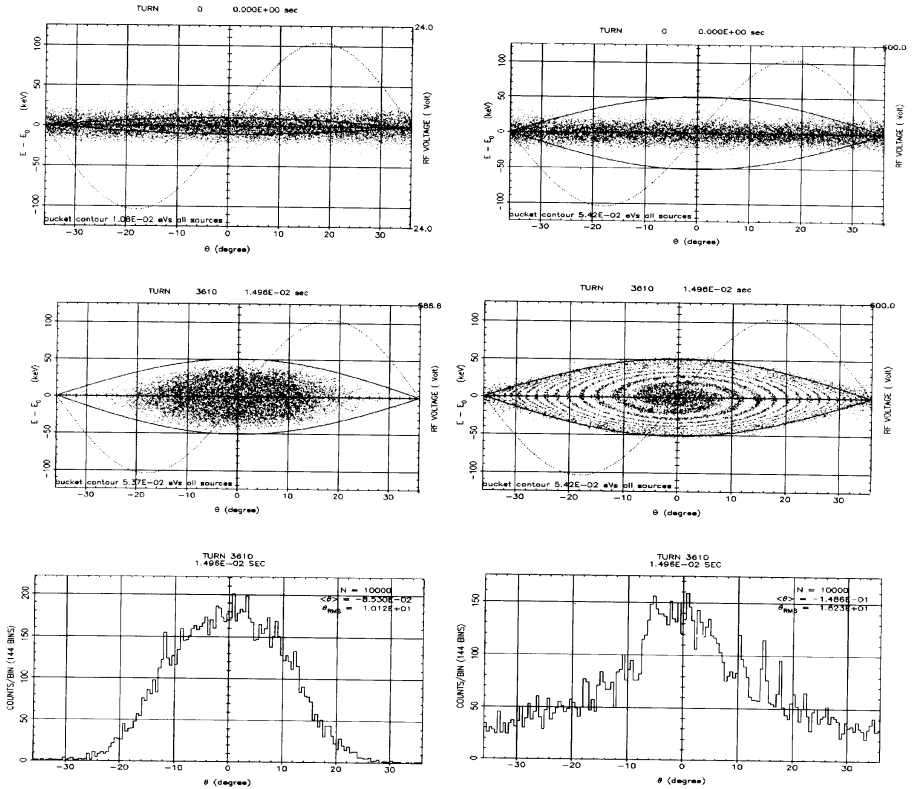


Рис. 6. Начальное и конечное распределение частиц в фазовом пространстве и гистограммы конечного распределения при квазиadiaбатическом захвате (левый столбец) и без него (правый столбец)

Распределение частиц в начале и в конце КАЗ (этап I ÷ II) в фазовом пространстве энергия – азимут, и гистограмма распределения частиц по азимуту представлены в левом столбце на рис. 6. Для сравнения на том же рисунке в правом столбце показаны аналогичные графики также при постоянном магнитное поле, но при фиксированном напряжении на УС, равном 500 В.

Видно, что без КАЗ распределение частиц в бачке занимает весь азимут и имеет слабо выраженный максимум, в то время как КАЗ позволяет сосредоточить практически все частицы в центральной зоне продольного акцептанса. Такое распределение дает возможность осуществить переход от режима циркуляции пучка к ускорению практически без потери интенсивности (рис. 7).

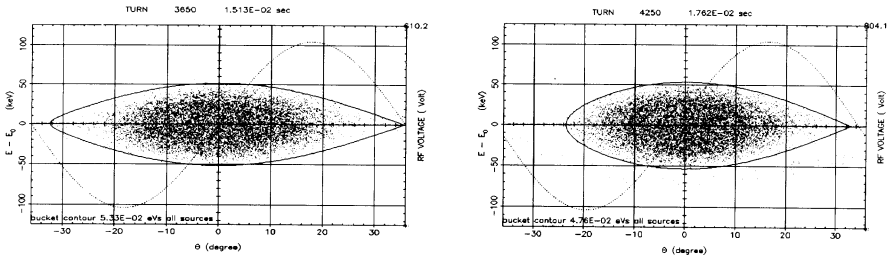


Рис. 7. Переход от стационарной сепаратрисы к сепаратрисе ускорения. Концентрация частиц в центральной области позволяет осуществить переход без потерь

В процессе перехода (этап II ÷ III) задается параболический рост магнитного поля с уровня 0,0294 Тл и $dV/V=0$ Тл/с до 0,06Тл и $dV/V=0,6$ Тл/с. Линейное изменение напряжения на УС от 500 В до 7 кВ позволяет удержать все захваченные ранее частицы. Переход занимает 100 мс. Длительность этого этапа обусловлена электротехническими факторами, связанными с системой питания нуклотрона и не является принципиальной.

Обратим внимание на существенное различие в характере изменения импульсного разброса синхротронного движения частиц при классическом ускорении и при ускорении с КАЗ. На рис.8 представлены графики изменения импульсного разброса для двух режимов захвата в ускорение протонов до достижения ими энергии 80 МэВ.

В первом случае импульсный разброс достигает своего максимума через $1/4$ периода синхротронных колебаний (времена порядка 100 мкс), возрастая в 6 раз до $\Delta p/p = \pm 0,0034$.

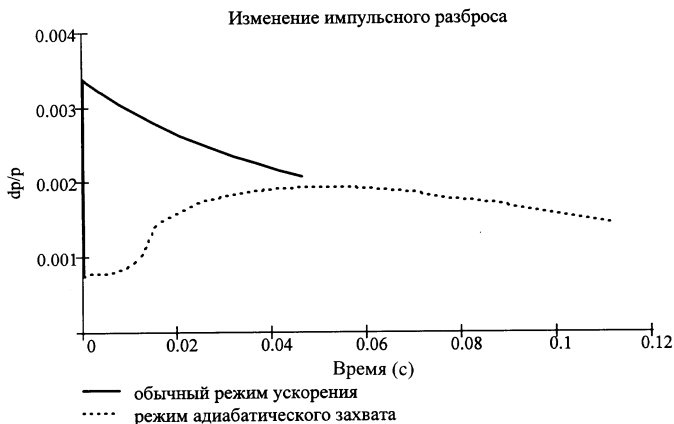


Рис. 8. Изменение величины импульсного разброса протонов на начальном этапе ускорения в обычном ускорительном цикле и при применении метода адиабатического захвата.

Во втором случае импульсный разброс достигает своего максимума через 60 мс (энергия 30 МэВ), возрастая до $\Delta p/p = \pm 0,0019$ или менее чем в два с половиной раза. Поперечное пространство, занимаемое синхротронным движением, составляет при этом ± 8 мм. Это является второй важной особенностью предлагаемого метода, который позволяет также снизить требования к амплитуде искажения орбиты.

Авторы выражают признательность О. И. Бровко и В. А. Михайлову за полезные обсуждения вопросов, связанных с режимом захвата пучка в ускорение.

Литература

1. I.A.M. Baldin et al., Proc. of the 1983 PAC, Santa Fe, V. NS-30, No 4, p. 3247.
2. Б.В. Василишин и др., Сообщение ОИЯИ 9-86-512, Дубна, 1986.
3. www-ap.fnal.gov/ESME/
4. I.B. Issinsky et al. Slow Extraction from the Nuclotron, Proc. of the 2001 PAC, Chicago, V. 2, p. 1646.
5. Ю.Д. Безногих и др., Сообщение ОИЯИ Б-2-9-8775, Дубна, 1975, с. 11.
6. Ю.Д. Безногих и др., Сообщение ОИЯИ 9-12723., Дубна, 1979, с. 15.
7. D.G. Edwards., Theoretical RF trapping behaviour for various ..., CERN-MPS-BR-Note-73-17.
8. C.G. Lilliequist and K.R. Symon, Deviations from adiabatic behaviour during capture of particles into RF bucket, MURA 491.
9. D. Bussard, RF Techniques for pp., CAS Antiprotons for colliding beam facilities., CERN, Geneva, Switzerland, 11-21 October 1983. pp. 261-264.

Волков В. И. и др.

P9-2003-154

Моделирование адиабатического захвата пучка нуклотрона
в режим ускорения

Применяемая в настоящее время на нуклотроне высокочастотная система позволяет осуществлять захват инжектируемых частиц и их ускорение в режиме растущего магнитного поля при постоянной амплитуде напряжения. В этих условиях в продольный аксептанс ускорителя попадает лишь около половины находящихся в камере ускорителя частиц.

В то же время размеры вакуумной камеры дают возможность увеличить в достаточной мере импульсный разброс пучка для проведения манипуляций с ним внутри устойчивой зоны продольного фазового пространства на плато инжекции. Для увеличения интенсивности пучка нуклотрона был рассмотрен метод квазиадиабатического захвата. Проведено моделирование этого типа захвата и последующего ускорения. Показано, что метод позволяет захватить и ускорить до 100 % инжектированных в ускоритель частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

Volkov V. I. et al.

P9-2003-154

Simulation of Quasi-Adiabatic Beam Capture
into Acceleration at the Nuclotron

The routine RF system being used at the Nuclotron allows one to inject the beam at ramping magnetic field with following acceleration at constant amplitude of accelerating voltage. At these conditions at least a half of the particles circulating in the vacuum chamber after injection is not captured in longitudinal acceptance.

At the same time vacuum chamber sizes permit to extend the momentum spread of the beam enough to make gymnastic with it inside the stable zone of longitudinal phase space on the flat magnetic field at injection. A quasi-adiabatic capture was considered for increasing the Nuclotron beam intensity. Simulation of such a kind of process with subsequent acceleration was performed. It was shown that in this case it is possible to capture and accelerate up to 100 % of the injected beam.

The investigation has been performed at the Veksler–Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 18.08.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,62. Уч.-изд. л. 0,65. Тираж 270 экз. Заказ № 54049.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/