

ИНЖЕКЦИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ В СИНХРОТРОНАХ С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

*Е. М. Сыресин**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1702
ПАРАМЕТРЫ ИНЖЕКЦИИ НА МЕДИЦИНСКОМ СИНХРОТРОНЕ НИМАС	1705
НАКОПЛЕНИЕ ИОНОВ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В СИНХРОТРОН С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ	1706
Эффективность охлаждения	1706
Равновесный поперечный размер стека	1708
Охлаждение вновь инжектируемых ионов в присутствии диффузионного нагрева	1709
Некогерентные вертикальные потери ионов и их время жизни	1711
Коэффициент накопления	1713
Эксперименты по накоплению ионов на НИМАС	1714
Расчеты накопления ионов в синхротроне с электронным охлаждением	1716
Многоцикловая инжекция ионов Au ³¹⁺ в	1718
УСТОЙЧИВОСТЬ ОХЛАЖДЕННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ	1723
Экспериментальные исследования устойчивости охлажденных ионных пучков	1723
Расчеты поперечной неустойчивости охлажденных ионных пучков	1727
МЕТОДЫ ПОДАВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОХЛАЖДЕННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ	1730
Обратная связь	1730
Полый электронный пучок	1732

*E-mail: syresin@nusun.jinr.ru

Подавление поперечной дипольной неустойчивости	
ВЧ-квадруполем	1734
Очистка вторичных ионов	1735
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1737
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1737

ИНЖЕКЦИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ В СИНХРОТРОНАХ С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

*Е. М. Сыресин**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Для формирования интенсивных ионных пучков в синхротронах в качестве одной из наиболее распространенных схем инжекции используется схема с электронным охлаждением и накоплением. Максимальная интенсивность формируемых ионных пучков определяется временем жизни ионов в синхротроне и эффективностью их охлаждения и накопления. Формирование высокоинтенсивных охлажденных ионных пучков ограничено их неустойчивостью, приводящей к значительному снижению времени жизни ионов. В работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований и расчетов инжекции и устойчивости высокоинтенсивных ионных пучков для синхротронов с электронным охлаждением.

The electron cooling stacking injection is one of most widely used injection method applied for formation of a high-intensity cooled ion beams in the synchrotrons. The maximal available ion intensity in the synchrotron is defined by the ion life time and the cooling-stacking efficiency. The formation of the cooled high-intensity beams is restricted by their instability leading to strong ion life time reduction. The results of experimental investigations and simulations of the cooling-stacking injection and stability of the high-intensity cooled ion beams are discussed for synchrotrons with electron cooling.

PACS: 29.20.db

ВВЕДЕНИЕ

Метод электронного охлаждения [1, 2], впервые предложенный и реализованный в Институте ядерной физики (Новосибирск), позволил использовать технику стекирования, предназначенную для накопления частиц в электронных синхротронах, для формирования интенсивных ионных пучков. Инжекция с применением техники электронного охлаждения и накопления применяется в ионных синхротронах, для того чтобы увеличить в них ток в 5–20 раз

*E-mail: syresin@nusun.jinr.ru

по сравнению с инжекционным током. Она эффективно используется в накопительных кольцах и синхротронах, в частности, на LEIR [3], SIS [4], COSY [5], HIMAC [6, 7] и S-LSR [8].

При многооборотной инжекции новая порция ионов инжектируется в кольцо с большим горизонтальным эмиттансом. В результате электронного охлаждения амплитуда бетатронных колебаний инжектированных ионов уменьшается, и в освободившееся пространство запускается следующая порция ионов. Схема многооборотной инжекции в горизонтальной плоскости на примере медицинского синхротрона HIMAC [6, 7] показана на рис. 1. Электронное охлаждение обеспечивает автоматическое стекирование ионов, в результате чего их ток растет во времени (рис. 2).

При инжекции равновесная орбита накопленных ионов смещена в горизонтальном направлении на некоторое расстояние относительно септума,

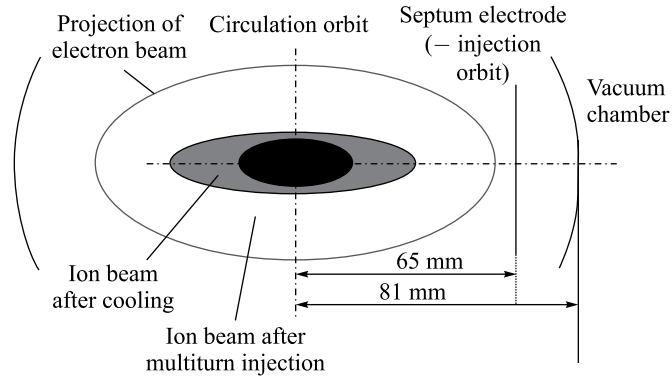


Рис. 1. Схема вакуумной камеры синхротрона HIMAC в области электростатического инфлектора, предназначенного для многооборотной инжекции

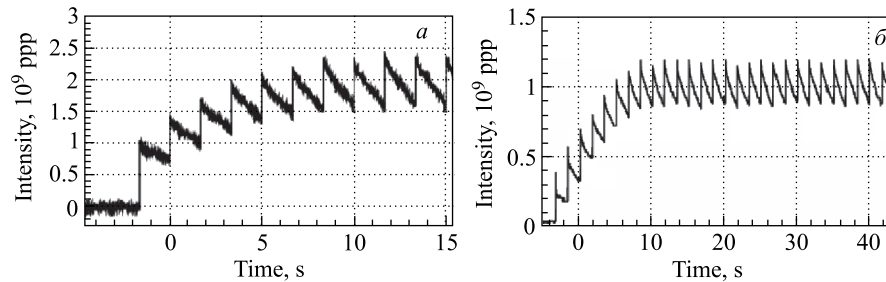


Рис. 2. Зависимость числа накопленных ионов Ag^{18+} на HIMAC от времени. *a)* $I = 120$ мА, $R = 2$, $T_{\text{inj}} = 1,65$ с, $\tau_{\text{chop}} = 225$ мкс; *б)* $I_e = 150$ мА, $R = 3,3$, $T_{\text{inj}} = 1,65$ с

а вновь инжектированные ионы совершают бетатронные колебания относительно равновесной орбиты. Минимальный зазор между септумом и равновесной ионной орбитой определяет аксептанс для накопленных ионов. Расстояние между равновесной орбитой ионов стека и септумом изменяется при многооборотной инжекции, в результате чего происходит заполнение фазового пространства в горизонтальном направлении.

Если в ходе охлаждения амплитуда бетатронных колебаний ионов оказывается меньше, чем горизонтальный зазор между септумом и равновесной орбитой, то они захватываются в стек. В противном случае инжектируемые ионы гибнут на септуме при следующем цикле инжекции, когда равновесная орбита накопленных ионов возвращается в начальное положение.

Эффективность инжекции определяется двумя параметрами: эффективностью охлаждения и коэффициентом накопления. Эффективность охлаждения определяется отношением количества ионов, охлажденных за период инжекции до аксептанса, доступного для ионного стека, к полному количеству ионов, инжектированных в синхротрон в результате многооборотной инжекции. Скорость электронного охлаждения существенным образом зависит от тока электронного пучка. Эффективность охлаждения возрастает с увеличением тока электронного пучка. Однако поперечные неустойчивости ограничивают формирование интенсивных охлажденных пучков ионов. Таким образом, проблема формирования интенсивных ионных пучков тесно связана с проблемой их устойчивости.

Коэффициент накопления ионов определяется отношением времени жизни ионов к периоду инжекции. Время жизни ионов зависит от их взаимодействия с остаточным газом в вакуумной камере синхротрона, а также от поперечной диффузии ионов, возникающей при формировании интенсивных ионных пучков. Из-за поперечной диффузии время жизни вновь инжектированных ионов, имеющих большие амплитуды бетатронных колебаний, обычно ниже, чем время жизни глубокоохлажденных ионов, захваченных в стек. Вновь инжектируемые ионы обычно теряются в вертикальном направлении, поскольку вертикальный аксептанс синхротрона в несколько раз меньше горизонтального. В случае, когда вертикальный и горизонтальный аксептансы во много раз превосходят аксептанс, доступный для стека, поперечная диффузия в горизонтальном направлении приводит к снижению эффективности охлаждения и уменьшению доли частиц, захваченных в стек. Снижение времени жизни ионов приводит в конечном итоге к уменьшению их интенсивности в синхротроне. При развитии неустойчивости в пучке время жизни ионов критически снижается, а эффективность инжекции падает.

Ниже обсуждаются результаты экспериментов и расчетов по ионной инжекции с охлаждением и накоплением, а также устойчивость охлажденных ионных пучков. Основная часть обсуждаемых экспериментов выполнена

на синхротронах HIMAC, COSY, LEIR, CSR, а также на накопительном кольце S-LSR.

1. ПАРАМЕТРЫ ИНЖЕКЦИИ НА МЕДИЦИНСКОМ СИНХРОТРОНЕ HIMAC

В качестве примера рассмотрим параметры инжекции в синхротроне HIMAC. HIMAC — медицинский ионный синхротрон с электронным охлаждением Национального института радиологических исследований (Япония) [7]. Цель экспериментов — развитие ускорительной техники для реализации раковой терапии ионными пучками, прежде всего ионами углерода [9]. Основные параметры синхротрона HIMAC и инжектированных пучков ионов Ar^{18+} приведены в таблице. Интенсивность инжектированных пучков составляет $(0,3-1) \cdot 10^9$ частиц за импульс (particles per pulse — ppp) (рис. 2).

Параметры синхротрона HIMAC при инжекции с электронным охлаждением

Параметр	Величина
Синхротрон	
Периметр, м	129
Давление, Торр	10^{-10}
Акцептанс, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	264/30
Число инжектируемых ионов, 10^8 ppp	2–10
Количество накопленных ионов, 10^9 ppp	0,5–2,5
Тип ионов	Ar^{18+}
Энергия инжекции, МэВ/нуклон	6
Бетатронные частоты Q_x/Q_y	3,69/3,13
Период обращения, мкс	4
Период следования инжекции, с	1, 1,65, 3,3
Время жизни ионов, с	8–10
Бета-функции монитора β_x/β_y , м	9/7
Бета-функции системы охлаждения β_x/β_y , м	9,9/10,7
Бета-функции инжекции β_x/β_y , м	14,1/4,4
Система электронного охлаждения	
Ток электронного пучка, мА	25–150
Диаметр катода, мм	35
Пробочное отношение	1,7–3,8
Поле соленоида в секции охлаждения, Тл	0,05
Длина соленоида, м	1,2

Максимальное число накопленных ионов равно $2,5 \cdot 10^9$ (рис. 2). Максимальное количество частиц, накопленных в НИМАС, ограничено развитием неустойчивости интенсивного ионного пучка. Максимальный эмиттанс инжектированного пучка при многооборотной инжекции составляет $260 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ в горизонтальном направлении и $10 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ — в вертикальном. Горизонтальный эмиттанс, так же, как и количество вновь инжектированных частиц, снижается при сокращении длительности многооборотной инжекции. Поперечные размеры интенсивных ионных пучков измерены с помощью газового монитора [10]. Пикап-электроды позволили измерить как когерентные моды дипольных колебаний накопленных ионов, так и возмущения замкнутой орбиты ионного пучка. Эксперименты по инжекции с электронным охлаждением выполнены преимущественно с ионами аргона Ar^{18+} при энергии 6 МэВ/нуклон.

Эффективная длина секции охлаждения НИМАС составляет 1 м, магнитное поле в секции охлаждения равно $H = 0,5$ кГс, магнитное поле в области пушки H_{gun} варьируется в зависимости от пробочного отношения $R = H_{\text{gun}}/H$.

2. НАКОПЛЕНИЕ ИОНОВ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В СИНХРОТРОН С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

2.1. Эффективность охлаждения. Для увеличения интенсивности ионов в синхротроне используется многооборотная инжекция, в результате которой ионы обладают большим горизонтальным эмиттансом. Электронное охлаждение приводит к затуханию бетатронных колебаний ионов, вследствие чего поперечный размер ионного пучка уменьшается [11] (рис. 3, а).

Эффективность охлаждения характеризуется отношением амплитуд инжектированных ионов для первого и второго циклов инжекции (рис. 2 и 3, б). Эффективность охлаждения η на НИМАС составляет 50 % при токе электронного пучка 25 мА, с ростом тока она приближается к 100 %.

В секции инжекции НИМАС установлен септумный магнит длиной 0,7 м, толщиной септума 35 мм с максимальным полем 0,5 Тл и электростатический инфлектор длиной 0,7 м и напряженностью электрического поля 66,7 кВ/см. Четыре быстрых магнита бампа возмущают орбиту около электростатического инфлектора. Интенсивность накопленных ионов при инжекции с электронным охлаждением зависит от оптимального выбора минимального расстояния между септумом и равновесной орбитой. Максимальное расстояние между септумом и равновесной орбитой для НИМАС составляет 65 мм. При малом расстоянии между септумом и равновесной орбитой происходят потери ионов стека, когда амплитуда их бетатронных колебаний сравнивается с этим расстоянием. При увеличении расстояния между септумом и равновесной орбитой происходит увеличение амплитуды бетатронных колебаний для вновь

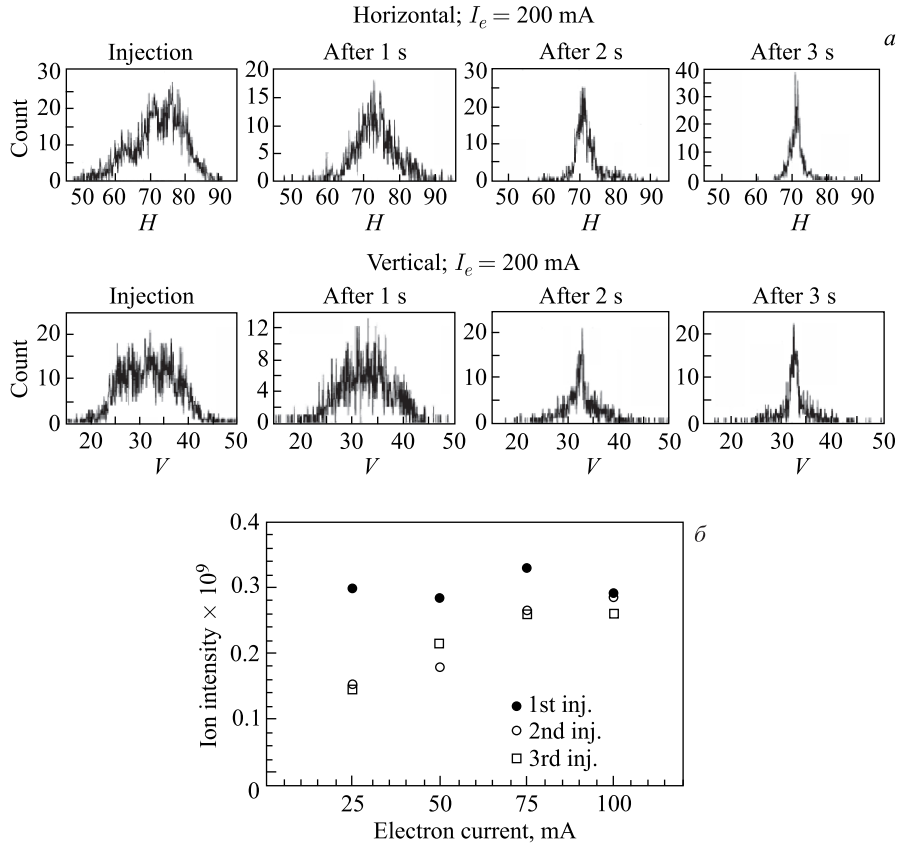


Рис. 3. а) Поперечный размер пучка при охлаждении; б) рост числа ионов за 1–3-й циклы инжекции

инжектируемых ионов, в результате чего время их охлаждения увеличивается. Из-за этого ионы с большой амплитудой бетатронных колебаний не успевают охладиться до размера, соответствующего минимальному зазору между септумом и равновесной орбитой. В следующем цикле инжекции эти ионы гибнут на септуме при возвращении равновесной орбиты в исходное состояние. Таким образом, существует оптимальный начальный зазор

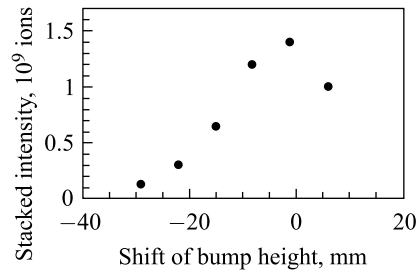


Рис. 4. Зависимость интенсивности накопленных ионов от смещения ионной орбиты

между септумом и равновесной орбитой (оптимальный ток в магнитах, обеспечивающих смещение равновесной орбиты), при котором интенсивность накопленных ионов максимальна (рис. 4).

Таким образом, эффективность электронного охлаждения характеризуется величиной потерь ионов на ноже септума за один цикл инжекции. При оптимальном выборе положения равновесной орбиты относительно септума не происходит потерь ионов стека на нем, а вновь инжектируемые ионы успевают охладиться до малых бетатронных амплитуд и не теряются на септуме при возвращении равновесной орбиты. Длительность импульса инжекции выбирается такой, чтобы при оптимальном положении септума значительная часть вновь инжектируемых ионов успела охладиться за время между импульсами инжекции.

2.2. Равновесный поперечный размер стека. Равновесный поперечный размер пучка накопленных ионов Ar^{18+} на НИМАС определяется электронным охлаждением и внутрипучковым рассеянием при интенсивности, меньшей 10^8 частиц (рис. 5). При наличии такого равновесия произведение горизонтального X и вертикального Y размеров пучка пропорционально интенсивности частиц $N^{2/5}$ (рис. 5). При увеличении интенсивности ионов произведение поперечных размеров стека $X \cdot Y$ растет по линейному закону, так что плотность ионов в стеке остается неизменной. Переход от закона $X \cdot Y \propto N^{2/5}$ к линейной зависимости $X \cdot Y \propto N$ обусловлен диффузион-

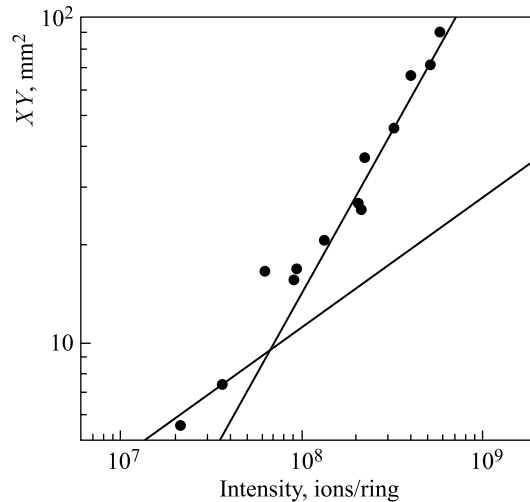


Рис. 5. Зависимость поперечного равновесного размера от интенсивности ионов. Сплошные линии соответствуют соотношению $XY/N = 1,110^{-7} \text{ мм}^2$ и $XY/N^{2/5} = 0,017 \text{ мм}^2$

ным нагревом ионов, в результате которого равновесные размеры стека растут при сохранении некоторой критической плотности ионов. Для накопленного ионного пучка высокой интенсивности отношение его эмиттанса к числу накопленных частиц является константой, определяемой сдвигом бетатронной частоты ΔQ_{sp} :

$$\frac{\varepsilon_{st}}{N_{st}} = \frac{r_p}{2\pi} \frac{Z^2/A}{\beta^2 \gamma^3 \Delta Q_{sp}}, \quad (1)$$

где r_p — радиус протона; Z и A — заряд и атомный номер иона; β и γ — релятивистские факторы. Плотность стека $n_{st} = N_{st}/\varepsilon_{st}$ в этом случае постоянна, и ее поведение обусловлено равновесием между электронным охлаждением и нагревом ионов за счет шумов стека и внутривпучкового рассеяния. Поведение равновесных размеров стека в зависимости от числа частиц [12] указывает на нагрев ионов на НИМАС.

Поперечный размер ионного стека увеличивается с ростом интенсивности ионов. Диффузия приводит к снижению времени жизни ионов стека, когда его поперечные размеры сравниваются с вертикальной апертурой вакуумной камеры или с горизонтальным зазором между септумом и равновесной орбитой.

Когда шумы стека преобладают над внутривпучковым рассеянием, равновесный эмиттанс стека определяется темпом охлаждения λ_{cool} и коэффициентом поперечной диффузии D , обусловленной этими шумами, $\varepsilon_{st} = D/\lambda_{cool}$. Подставив значение равновесного эмиттанса в формулу (1), получаем

$$\frac{D(N_{st})}{\lambda_{cool} N_{st}} = \frac{1}{n_{st}} = \frac{\varepsilon_{st-inj}}{N_{inj}},$$

где N_{inj} — интенсивность инжектируемого пучка; ε_{st-inj} — равновесный эмиттанс охлажденного пучка с интенсивностью N_{inj} .

Эффекты, связанные с возмущениями замкнутой орбиты, также влияют на время жизни ионов. Так, для НИМАС вертикальные возмущения замкнутой орбиты составляют $-5 \div +2$ мм, их рост приводит к снижению времени жизни ионов.

2.3. Охлаждение вновь инжектируемых ионов в присутствии диффузионного нагрева. Темп охлаждения вновь инжектируемых ионов зависит от текущего горизонтального эмиттанса ε_x инжектируемого пучка $\lambda = \lambda_{cool} \varepsilon_1^{3/2} / (\varepsilon_1 + \varepsilon_x)^{3/2}$, здесь $\varepsilon_1 = \beta_x \theta_e^2$ — константа, определяемая эффективным угловым разбросом электронного пучка θ_e и горизонтальной бета-функцией в системе электронного охлаждения. Обычно константа ε_1 удовлетворяет следующему условию: $\varepsilon_{st} \ll \varepsilon_1 \ll \varepsilon_x$. В этом случае темп охлаждения вновь инжектируемых ионов равен $\lambda = \lambda_{cool} \varepsilon_1^{3/2} / \varepsilon_x^{3/2}$.

Вертикальный и горизонтальный эмиттансы для вновь инжектируемых ионов в присутствии охлаждения и поперечной диффузии определяются

системой уравнений [13]

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_x}{dt} = -\lambda_{\text{cool}} \frac{\varepsilon_1^{3/2}}{\varepsilon_x} \varepsilon_x + D, \\ \frac{d\varepsilon_y}{dt} = -\lambda_{\text{cool}} \frac{\varepsilon_1^{3/2}}{\varepsilon_x} \varepsilon_y + D. \end{cases} \quad (2)$$

Рассмотрим случай, когда диффузия уже играет заметную роль в поведении вертикального эмиттанта: $D \approx \lambda_{\text{cool}} (\varepsilon_1/\varepsilon_x)^{3/2} \varepsilon_y$, но ее вкладом в горизонтальный эмиттанс при $\varepsilon_x \gg \varepsilon_y$ еще можно пренебречь. В результате горизонтальный эмиттанс вновь инжектируемого пучка со временем уменьшается от ε_{x0} до ε_x в соответствии с уравнением

$$\varepsilon_x^{3/2}(t) = \varepsilon_{x0}^{3/2} - \frac{3}{2} \varepsilon_1^{3/2} \lambda_{\text{cool}} t. \quad (3)$$

При этом вертикальный эмиттанс ε_y для вновь инжектируемых ионов меняется во времени по закону

$$\varepsilon_y(t) = \varepsilon_{y0} \frac{\varepsilon_x(t)}{\varepsilon_{x0}} + 2\varepsilon_x(t) \frac{D(\varepsilon_{x0}^{1/2} - \varepsilon_x(t)^{1/2})}{\lambda_{\text{cool}} \varepsilon_1^{3/2}}, \quad (4)$$

где ε_{y0} — начальный вертикальный эмиттанс. Поведение во времени вертикального эмиттанта в присутствии поперечной диффузии и электронного охлаждения показано на рис. 6.

Благодаря диффузии от шумов стека вертикальный эмиттанс вновь инжектируемых ионов сначала растет из-за слабости электронного охлаждения

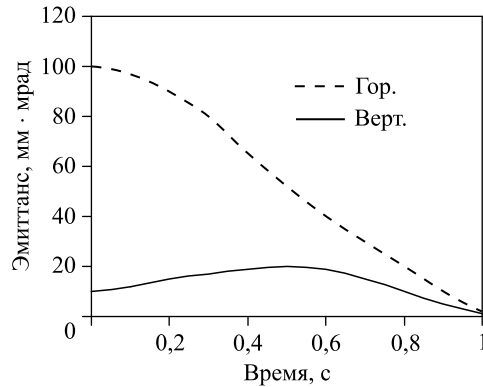


Рис. 6. Зависимость горизонтального и вертикального эмиттансов от времени для вновь инжектируемых ионов при охлаждении и поперечной диффузии

для ионов с большой горизонтальной бетатронной амплитудой. Он достигает максимума при $\varepsilon_{y0} \ll \varepsilon_{x0}$:

$$\varepsilon_{y-\max}(N_{st}) = \frac{8}{27} \frac{D(N_{st})}{\lambda_{cool}} \left(\frac{\varepsilon_{x0}}{\varepsilon_1} \right)^{3/2}, \quad (5)$$

когда горизонтальный эмиттанс уменьшается под действием охлаждения до уровня $\varepsilon_{x\text{cool}} = 4\varepsilon_{x0}/9$. Дальнейшее охлаждение приводит к уменьшению вертикального эмиттанса благодаря снижению горизонтальной амплитуды бетатронных колебаний.

2.4. Некогерентные вертикальные потери ионов и их время жизни.

Ионы, инжектируемые с большими бетатронными амплитудами в горизонтальном направлении, теряются в вертикальном направлении, когда их эмиттанс $\varepsilon_{y-\max}$ достигает вертикального аксептанса, $\varepsilon_{y-\max} = \varepsilon_{ya-c}$. Данное условие определяет горизонтальный эмиттанс $\varepsilon_{x0-\text{los}}(N_{st})$, при котором ионы будут потеряны в вертикальном направлении:

$$\varepsilon_{x0-\text{los}}(N_{st}) = \frac{9}{4} \varepsilon_1 \left(\frac{\varepsilon_{ya-c}}{D(N_{st})/\lambda_{cool}} \right)^{2/3} = \frac{9}{4} \varepsilon_1 \left(\frac{\varepsilon_{ya-c}}{\varepsilon_{st-\text{inj}}} \right)^{2/3} \left(\frac{N_{\text{inj}}}{N_{st}} \right)^{2/3}.$$

Количество ионов, теряемых в вертикальном направлении, определяется следующим соотношением:

$$N_{\text{inj}-\text{los}} = N_{\text{inj}} \frac{\varepsilon_{m0} - \varepsilon_{x0-\text{los}}}{\varepsilon_{m0} - \varepsilon_{st-\text{ac}}}. \quad (6)$$

Время жизни инжектируемых ионов равно

$$\tau_{\text{inj}} = T_{\text{inj}} \frac{N_{\text{inj}}}{N_{\text{inj}-\text{los}}} = T_{\text{inj}} \frac{\varepsilon_{m0} - \varepsilon_{st-\text{ac}}}{\varepsilon_{m0} - \varepsilon_{x0-\text{los}}}. \quad (7)$$

Зависимость расчетного времени жизни инжектируемых протонов для накопителя S-LSR приведена на рис. 7 и находится в согласии с полученными экспериментальными результатами. Расчеты времени жизни протонов приведены для следующих параметров S-LSR: $\varepsilon_{m0} = 80 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, $\varepsilon_{st-\text{ac}} = 20 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, $\varepsilon_{y-\text{ac}} = 30 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, $\varepsilon_1 = 3 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ и $\varepsilon_{st-\text{inj}} = 0,3 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Количество ионов, захваченных в стек, при одном цикле инжекции равно

$$N_{\text{inj}-\text{cap}} = N_{\text{inj}} - N_{\text{inj}-\text{los}} = N_{\text{inj}} \frac{\varepsilon_{x0-\text{los}} - \varepsilon_{st-\text{ac}}}{\varepsilon_{m0} - \varepsilon_{st-\text{ac}}}. \quad (8)$$

Количество инжектируемых ионов, захваченных в стек, стремится к нулю, когда $\varepsilon_{x0-\text{los}} = \varepsilon_{st-\text{ac}}$, что соответствует максимальной интенсивности стека [13]

$$N_{st-\text{max}} = N_{\text{inj}} \left(\frac{9\varepsilon_1}{4\varepsilon_{st-\text{ac}}} \right)^{2/3} \frac{\varepsilon_{y-\text{ac}}}{\varepsilon_{st-\text{inj}}}. \quad (9)$$

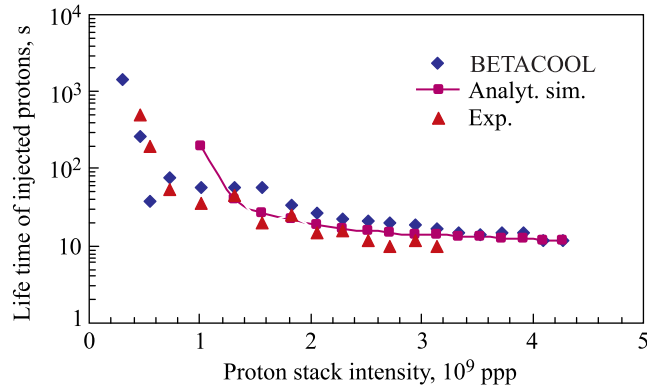


Рис. 7. Зависимость времени жизни вновь инжектируемых протонов от интенсивности стека при инжекционной интенсивности $4 \cdot 10^8$ протонов за импульс, $T_{inj} = 10$ с, $I_1 = 100$ мА и $R = 2$

В этом случае все вновь инжектируемые ионы теряются в вертикальном направлении благодаря шумам стека за цикл инжекции, так что их время жизни равно $\tau_{inj} = T_{inj}$. Время жизни стека в этом режиме на несколько порядков превышает время жизни инжектируемых ионов. Такой режим многооборотной инжекции реализуется в накопителе S-LSR (рис. 7).

Для синхротрона НИМАС [13] реализуется режим многооборотной инжекции в присутствии вертикальных потерь с меньшей разницей во времени жизни ионов стека и вновь инжектируемых ионов.

Время жизни ионов при энергии инжекции определяется их взаимодействием с атомами остаточного газа и обусловлено подхватом электрона. Время жизни накопленных ионов аргона Ar^{18+} в стеке τ_{st} для НИМАС составляет 8–10 с при давлении 10^{-10} Торр (рис. 8). Время жизни ионов зависит от кон-

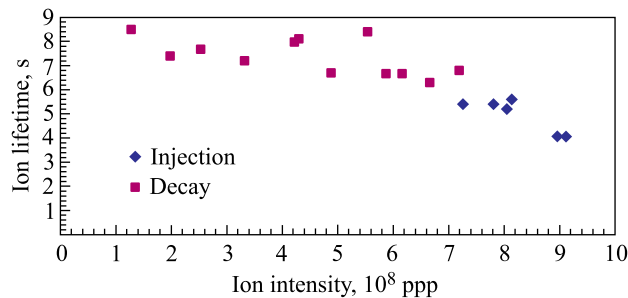


Рис. 8. Зависимость времени жизни накопленных и вновь инжектированных ионов от их интенсивности при $T_{inj} = 1,65$ с, $I_e = 125$ мА и $R = 2$

центрации примесей тяжелых газов в вакуумной камере синхротрона. Рост концентрации примесей тяжелых газов, таких как СО и Н₂О, на несколько процентов приводит к заметному снижению времени жизни ионов.

Время жизни вновь инжектированных ионов для НИМАС равно 4–5 с. Оно определяется взаимодействием ионов с атомами остаточного газа. Наряду с этим процессом время жизни вновь инжектируемых ионов связано с дополнительным диффузионным уходом, возникающим из-за нагрева ионного пучка. Влияние диффузионного ухода для вновь инжектируемых ионов существенно выше, чем для накопленных ионов, вследствие разницы амплитуд их бетатронных колебаний. В результате на НИМАС время жизни вновь инжектируемых ионов τ_{inj} в 1,5–2 раза ниже, чем время жизни накопленных ионов.

За один цикл инжекции количество ионов, теряемых стеклом, равно

$$N_{st-loss} = \frac{T_{inj}}{\tau_{st}} N_{st}. \quad (10)$$

При равновесной интенсивности стека количество ионов, захваченных в стек за цикл инжекции, $N_{inj-cap}$, соответствует количеству ионов, теряемых стеклом за это время, $N_{inj-cap} = N_{st-loss}$. При условии, что $\varepsilon_{m0} \gg \varepsilon_{st-ac}$ и $\varepsilon_{x0-loss} \gg \varepsilon_{st-ac}$, равновесная интенсивность стека равна [13]

$$N_{st-eq} = N_{inj} \left(\frac{9}{4} \frac{\tau_{st}}{T_{inj}} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{m0}} \right)^{3/5} \left(\frac{\varepsilon_{y-ac}}{\varepsilon_{st-inj}} \right)^{2/5}. \quad (11)$$

Она пропорциональна вертикальной апертуре a_{y-ac} , $N_{st-eq} \propto a_{y-ac}^{4/5}$, что находится в согласии с экспериментальными результатами, полученными в синхротроне НИМАС. Для данного режима характерна нелинейная зависимость равновесной интенсивности стека от времени жизни ионов в нем, $N_{st} \propto N_{inj} (\tau_{st}/T_{inj})^{3/5}$.

2.5. Коэффициент накопления. Наряду с быстрыми потерями ионов на септуме существуют также потери ионов, обусловленные их взаимодействием с атомами остаточного газа в вакуумной камере и диффузией в поперечном направлении из-за различных механизмов нагрева ионов.

Коэффициент накопления $G = N_{st}/N_{inj}$ характеризуется отношением числа накопленных ионов N_{st} к числу инжектируемых ионов N_{inj} . Он существенно образом зависит от времени жизни ионов в синхротроне и периода инжекции T_{inj} , а также эффективности охлаждения η . Времена жизни глубокоохлажденных ионов стека τ_{st} и вновь инжектированных ионов τ_{inj} с большой амплитудой бетатронных колебаний обычно отличаются друг от друга из-за различной величины поперечной диффузии. Коэффициент накопления ионов в стационарном режиме после большого количества циклов

инъекции равен [14]

$$G = 1 + \frac{\eta \exp(-T_{inj}/\tau_{inj})}{1 - \exp(-T_{inj}/\tau_{st})}. \quad (12)$$

Снижение времени жизни вновь инжектированных ионов по сравнению со временем жизни накопленных ионов, а также уменьшение эффективности охлаждения приводит к заметному снижению коэффициента накопления ионов.

2.6. Эксперименты по накоплению ионов на НИМАС. Зависимость числа накопленных ионов от тока пучка и частоты повторения импульсов при инъекции с электронным охлаждением показана на рис. 9. Количество накопленных ионов определяется интенсивностью инжектированного пучка, эффективностью охлаждения и коэффициентом накопления ионов. Количество ионов, инжектируемых за цикл, линейно растет с длительностью многооборотной инъекции. Однако при этом растет и горизонтальный эмиттанс вновь инжектированных ионов. В результате чего ионы с большими бетатронными амплитудами не успевают охладиться за цикл инъекции и теряются на септуме при начале следующего цикла. Эффективность охлаждения состава

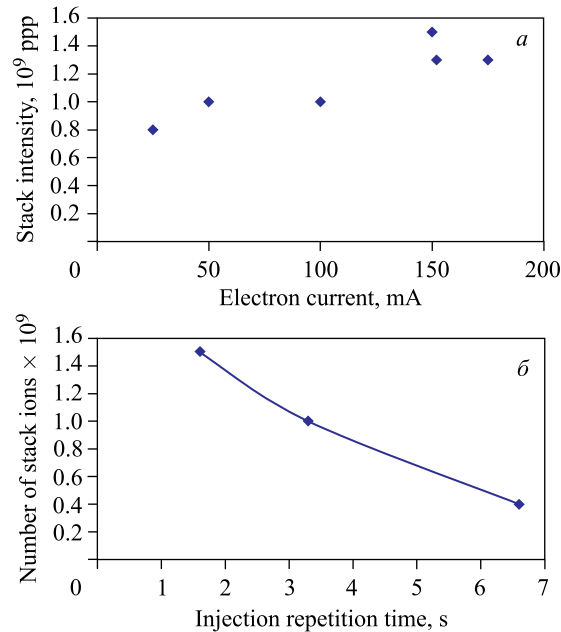


Рис. 9. Зависимость интенсивности накопленных ионов от тока электронного пучка и периода инъекции: а) $R = 3,3$ и $T_{inj} = 1,65$ с; б) $I_e = 100$ мА и $R = 3,3$

влетает около 65 % (рис. 9, *a*) при длительности импульса инжекции 225 мкс, а количество инжектированных ионов за цикл равно 10^9 . При такой эффективности охлаждения, времени жизни для вновь инжектированных частиц и ионов стека, равном 4 и 8 с соответственно (рис. 8), коэффициент накопления равен $G = 2,5$ и согласуется с данными эксперимента (рис. 9, *a*). В результате чего интенсивность накопленных ионов на НИМАС составила $2,5 \cdot 10^9$. При снижении длительности импульса инжекции, количества инжектированных частиц и их эмиттанса эффективность охлаждения становится близка к 100 %, а коэффициент накопления ионов увеличивается до $G = 5$ (рис. 9, *b*).

При фиксированной длительности многооборотной инжекции эффективность охлаждения и, соответственно, количество накопленных ионов увеличиваются с ростом тока электронного пучка (рис. 9, *a*) [7, 15]. С ростом периода следования импульсов инжекции снижается количество накопленных ионов (рис. 9, *b*) [7, 15].

Максимальная интенсивность накопленных ионов Ar^{18+} при многооборотной инжекции с электронным охлаждением в НИМАС составила $2,5 \cdot 10^9$ частиц за импульс. Типичное значение коэффициента накопления равно 3–5 для интенсивности стека $(1,5–2,5) \cdot 10^9$ частиц за импульс при инжекционной интенсивности $(0,3–1) \cdot 10^9$ частиц за импульс. Равновесный эмиттанс стека пропорционален $\varepsilon_{st} \propto N_{st}^{2/5}$ [1, 2] (рис. 5) при низкой интенсивности менее 10^8 частиц за импульс. При интенсивности более 10^8 частиц за импульс эмиттанс стека пропорционален числу частиц $\varepsilon_s \propto N_{st}$ в соответствии с моделью, приведенной в аналитических расчетах. При росте эмиттанса с числом частиц плотность стека остается постоянной и равной $9 \cdot 10^6$ ионов/мм² [12]. Интенсивность стека линейно уменьшается при снижении вертикальной апертуры в диапазоне 5–15 мм (рис. 10). Ионная интенсивность становится равной нулю при апертуре $a_{y-ac} \sim 5$ мм, что обусло-

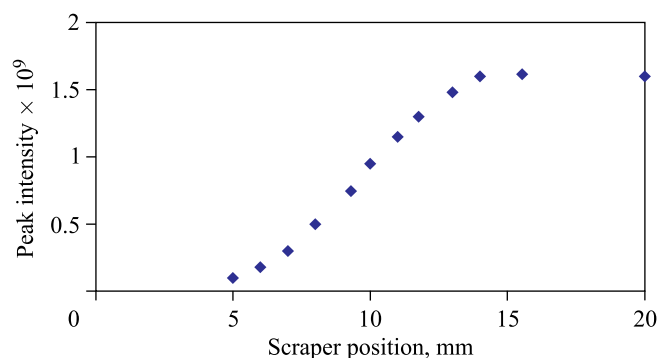


Рис. 10. Зависимость интенсивности стека от изменения вертикальной апертуры НИМАС

влено возмущениями замкнутой орбиты. При большей апертуре линейный рост интенсивности стека в эксперименте хорошо согласуется с расчетной зависимостью его интенсивности от апертуры $N_{st} \propto a_{y-ac}^{4/5}$.

Многооборотная инжекция с электронным охлаждением на НИМАС имеет две особенности: время жизни вновь инжектируемых ионов в два раза меньше, чем время жизни накопленных ионов (рис. 8), размер стека в два раза больше, чем это следует из внутривпучкового рассеяния.

Время жизни ионов стека составляет 6–8 с при его интенсивности $(1,5–2,5) \cdot 10^9$ ионов за импульс, время жизни вновь инжектируемых ионов равно 3–4 с. Снижение времени жизни вновь инжектируемых ионов обусловлено их вертикальными потерями благодаря поперечной диффузии при слабом электронном охлаждении для ионов с большими горизонтальными амплитудами бетатронных колебаний.

Многооборотная инжекция с электронным охлаждением реализована на S-LSR для формирования интенсивных протонных пучков. Максимальная интенсивность накопленных протонов составила 500 мкА ($2 \cdot 10^9$ протонов) при инжекционном токе 100 мкА [8]. Время жизни протонов стека составляет 1500 с и на два порядка больше, чем время жизни вновь инжектируемых протонов. Время жизни инжектируемых протонов ограничено прежде всего шумами стека, приводящими к вертикальной диффузии протонов и их потерям на апертуре накопительного кольца. Еще одним ограничением на максимальную интенсивность стека в S-LSR является его когерентная неустойчивость. Применение системы обратной связи [8] позволяет подавить вертикальные когерентные колебания и увеличить интенсивность стека до 1,2 мА ($4,5 \cdot 10^9$ протонов). Интенсивность протонов стека в S-LSR нелинейно зависит от времени их жизни (рис. 7).

2.7. Расчеты накопления ионов в синхротроне с электронным охлаждением. Данные расчеты проведены с использованием пакета программ ВЕТАСОЛ [16] при учете следующих эффектов: охлаждения ионов, их внутривпучкового рассеяния, взаимодействия ионов с атомами остаточного газа в вакуумной камере синхротрона, эффектов нагрева и диффузии ионов под действием шумов, возникающих в интенсивных ионных пучках, ионных потерь на септуме, потерь частиц, уходящих за аксептанс синхротрона. Зависимость количества ионов от времени при инжекции и распаде стека, когда выключено электронное охлаждение, показано на рис. 11.

Результаты расчетов, представленных на рис. 11, совпадают с результатами экспериментов, приведенных на рис. 9, а. В расчетах наряду со взаимодействием ионов с остаточным газом также учитывается дополнительный нагрев ионов со скоростью роста эмиттанса $\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_h = 4/2 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад/с}$, в результате которого время жизни для ионов стека и вновь инжектированных ионов различается в два раза (рис. 8). Измерения поперечных размеров и

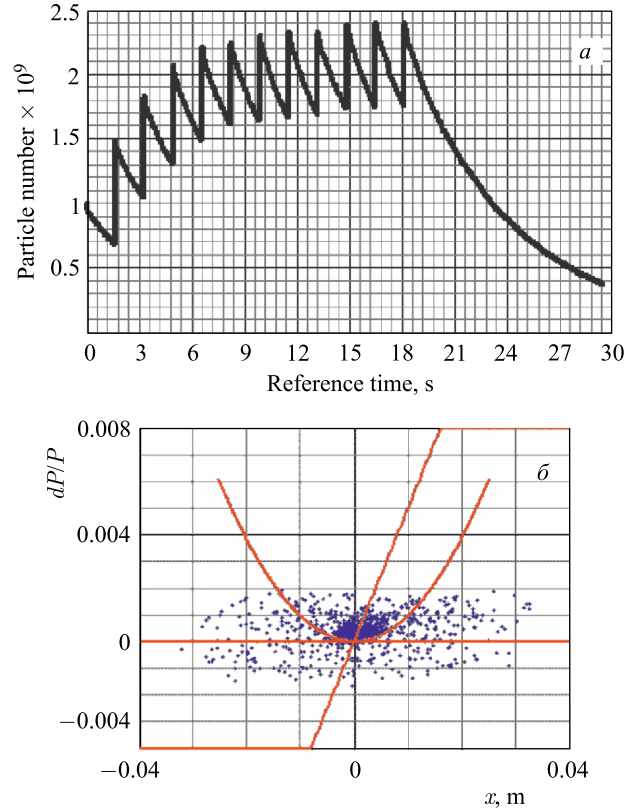


Рис. 11. *а)* Зависимость интенсивности ионов от времени при $I_e = 120$ мА, $R = 2$, $\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}_h = 4/2 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад/с}$. *б)* Распределение ионов в пространстве $dP/P-x$

интенсивности стека вместе с данными расчетов позволили выделить диффузионные темпы нагрева ионов в экспериментах на НИМАС.

Особенностью многооборотной инжекции в накопителе S-LSR является большая разница во времени жизни для протонов стека и инжектируемых протонов [8]. Расчетная величина времени жизни протонов в стеке равна 1500 с, в то время как для инжектируемых протонов она составляет всего лишь 10 с при высокой интенсивности стека. Снижение времени жизни вновь инжектируемых протонов (рис. 3) обусловлено их темпом вертикального нагрева, соответствующим скорости роста вертикального эмитанса $d\epsilon_V/dt = 5 \cdot 10^{-3} (N_{st}/N_{inj}) \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад/с}$ при увеличении числа частиц стека. Численные расчеты приведены для следующих параметров накопителя S-LSR в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно: аксептанс кольца, $\epsilon_{st-ac} = 20/30 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, $\epsilon_{inj} = 80/10 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Электронное охлажде-

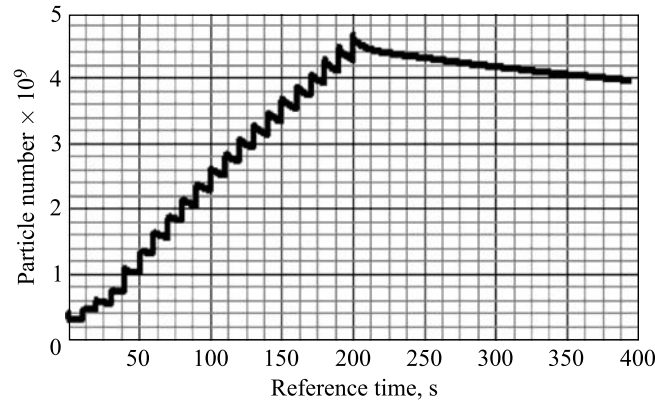


Рис. 12. Зависимость расчетной интенсивности стека в накопительном кольце S-LSR от времени для $I_e = 100$ мА и $R = 2$

ние протонов рассчитано на основе модели Пархомчука при эффективной температуре электронов 10 мэВ. Результаты расчетов (рис. 12) находятся в хорошем согласии с данными экспериментов на S-LSR при использовании системы обратной связи для подавления неустойчивости [8]. Величина максимальной интенсивности стека обусловлена вертикальными потерями вновь инжектируемых протонов из-за шумов стека, приводящих к их поперечной диффузии.

2.8. Многоцикловая инжекция ионов Au^{31+} в бустер коллайдера NICA.

Для увеличения интенсивности накопленного пучка ионов золота Au^{31+} с энергией инжекции 3,1 МэВ/нуклон в бустере NICA планируется использовать многоцикловую инжекцию из линейного ускорителя с повторением циклов инжекции с частотой до 10 Гц. Интенсивность выведенного пучка из линейного ускорителя равна 10^8 – 10^9 ионов за один цикл инжекции. В бустере предполагается вакуум на уровне $5 \cdot 10^{-11}$ Торр, а газовый состав остаточного газа таков, что при энергии инжекции 3,1 МэВ/нуклон время жизни ионов Au^{31+} составляет 3–5 с.

Основной характеристикой бустера в качестве инжектора в нуклотрон является средний поток, характеризующий отношение количества накопленных ионов к длительности цикла работы бустера: $R = N/\tau$. При интенсивности ионов $N = 10^9$, инжектируемых в ходе однооборотной одноцикловой инжекции, и длительности цикла работы бустера $\tau = 5$ с средний поток составляет $R = 2 \cdot 10^8$ с⁻¹. Реализация схемы инжекции со стекированием ионного пучка, с одной стороны, позволяет поднять интенсивность накопленных ионов, с другой стороны, приводит к росту длительности цикла работы бустера за счет увеличения длительности инжекции.

Среднеквадратичный эмиттанс пучка $\varepsilon_{x,y} = \sigma_{x,y}^2 / \beta_{x,y}$ на выходе из линейного ускорителя равен $\varepsilon_x / \varepsilon_y = 3 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Здесь $\sigma_{x,y}$ — поперечный размер пучка; $\beta_{x,y}$ — бета-функция в области инжекции. Для накопления ионов стека высокой интенсивности горизонтальный аксептанс для них составляет $\varepsilon_{ac} = 10 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Перед инжекцией равновесная орбита стека смещена относительно септума на расстояние $(\beta_{inj} \varepsilon_{ac})^{1/2}$, где β_{inj} — горизонтальная бета-функция в области инжекции. При однооборотной инжекции бамп равновесной орбиты смещается на расстояние $2\sigma_x = 2(\beta_{inj} \varepsilon_x)^{1/2}$. Угловой разброс инжектируемого пучка составляет $(\varepsilon_x / \beta_{inj})^{1/2}$. При однооборотной инжекции со стекированием начальный горизонтальный эмиттанс пучка в бустере равен $\varepsilon_{inj-x} = 2\varepsilon_x + (\varepsilon_x \varepsilon_{ac})^{1/2} = 11,5 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

Расчеты однооборотной инжекции ионов золота Au^{31+} выполнены с использованием компьютерного кода ВЕТАСОЛ [16]. Ток электронного пучка равен 0,1 А, радиус пучка 2 см, пучок имеет однородную плотность по радиусу, длина секции охлаждения составляет 1,94 м.

Максимальный средний поток ионов ограничен рядом эффектов: некогерентными шумами стека, устойчивостью охлажденного стека и временем жизни ионов при их взаимодействии с атомами остаточного газа.

В присутствии некогерентных шумов стека охлажденный эмиттанс стека определяется числом частиц в нем N_{st} и бетатронным сдвигом частоты ΔQ (1). В результате некогерентных шумов происходит дополнительный диффузионный нагрев стека, приводящий к снижению эффективности охлаждения, а в конечном счете — к снижению интенсивности стека. В дальнейших расчетах, приведенных в этом параграфе, темп диффузионного нагрева эмиттанса, пропорциональный числу частиц стека N_{st} , будем нормировать на количество инжектируемых ионов N_{inj} : $d\varepsilon/dt = kN_{st}/N_{inj}$. Максимальная интенсивность ионов стека составляет $N_{st} = 5,5 \cdot 10^9$ при длительности стекирования 2 с (рис. 13) в присутствии шумов стека с темпом диффузионного нагрева эмиттанса $\dot{\varepsilon}_h / \dot{\varepsilon}_v = 0,3N_{st}/N_{inj} \text{ с}^{-1}$ для 20-циклового инжекции с частотой повторения 10 Гц. Из-за некогерентного нагрева интенсивность стека снизилась в 1,4 раза по сравнению со случаем, когда нет диффузионного нагрева. Равновесный эмиттанс стека в присутствии диффузионного нагрева и охлаждения возрос в несколько раз по сравнению с равновесным эмиттансом, определяемым внутривидовым рассеянием и охлаждением.

При накоплении высокоинтенсивных ионных пучков в присутствии электронного охлаждения развивается когерентная неустойчивость стека и реализуется режим так называемого электронного нагрева [17]. Чтобы избежать развития неустойчивости, применяют полый электронный пучок с низкой интенсивностью в центральной области, где происходит накопление стека, и высокой интенсивностью в периферийной области, где происходит охлаждение вновь инжектируемых ионов. В этом случае инкремент развития неустойчивости может быть заметно снижен (см. п. 3.2).

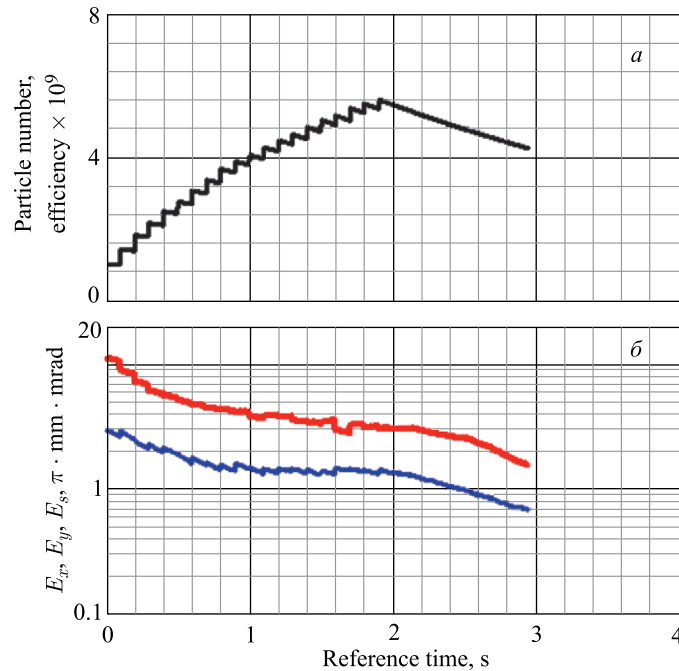


Рис. 13. *a*) Зависимость числа накопленных частиц в бустере при 20-цикловой инжекции от времени в присутствии некогерентного нагрева. *б*) Зависимость эмиттанса от времени

Внутренний радиус с пониженной плотностью $n = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ равен 0,5 см. В периферийной области по отношению к радиусу 0,5 см плотность пучка составляет $n = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, полный ток полого пучка равен 0,095 А. Полость пучка не приводит к снижению накопления ионов по сравнению с однородным пучком. В присутствии некогерентного диффузионного нагрева стека с темпом роста эмиттанса $\dot{\epsilon}_h/\dot{\epsilon}_v = 0,1N_{st}/N_{inj} \text{ с}^{-1}$ интенсивность накопленного пучка снижается с $6,3 \cdot 10^9$ до $5,7 \cdot 10^9$. В присутствии некогерентного диффузионного нагрева стека с темпом роста эмиттанса $\dot{\epsilon}_h/\dot{\epsilon}_v = 0,3N_{st}/N_{inj} \text{ с}^{-1}$ интенсивность накопленного пучка снижается с $6,3 \cdot 10^9$ до $4,1 \cdot 10^9$ (рис. 14). В присутствии некогерентного нагрева равновесный эмиттанс стека определяется внутренним радиусом полого пучка.

Таким образом, стекирование ионов при инжекции с электронным охлаждением и полым электронным пучком в присутствии некогерентных шумов стека позволяет в 4–5 раз увеличить средний поток ионов по сравнению с одноцикловой однооборотной инжекцией.

Число накопленных ионов зависит от их времени жизни. Время жизни ионов определяется их взаимодействием с атомами и молекулами остаточ-

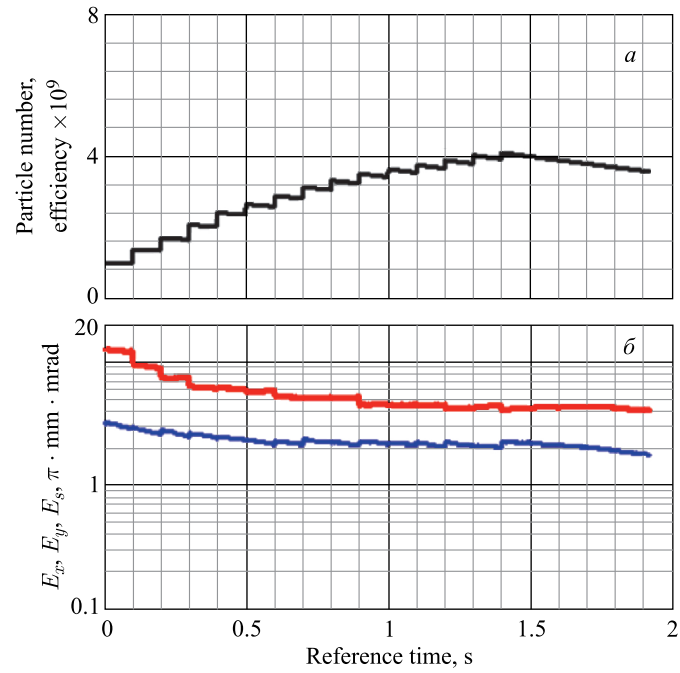


Рис. 14. *a)* Зависимость числа накопленных частиц в бустере при 15-цикловой инжекции от времени для полого электронного пучка в присутствии некогерентного нагрева ионов. *б)* Зависимость эмиттанса от времени

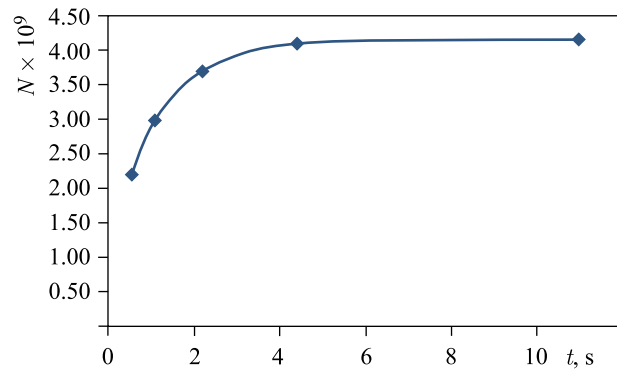


Рис. 15. Зависимость числа накопленных ионов в бустере от времени их жизни при частоте следования циклов инжекции 10 Гц

ного газа. Оно зависит от двух параметров: давления остаточного газа и его массового состава.

Зависимость числа накопленных ионов от времени их жизни для параметров, приведенных на рис. 14, представлена на рис. 15. Снижение времени жизни с 4,4 до 0,65 с приводит к снижению интенсивности накопленного пучка с $4,1 \cdot 10^9$ до $2,2 \cdot 10^9$.

При инъекции ионных пучков Au^{31+} с низкой интенсивностью 10^8 частиц за импульс возможно их накопление с 10–15-кратным ростом интенсивности по сравнению с инъекционной интенсивностью при 50-цикловой инъекции с частотой повторения 5–10 Гц (рис. 16). Снижение частоты по-

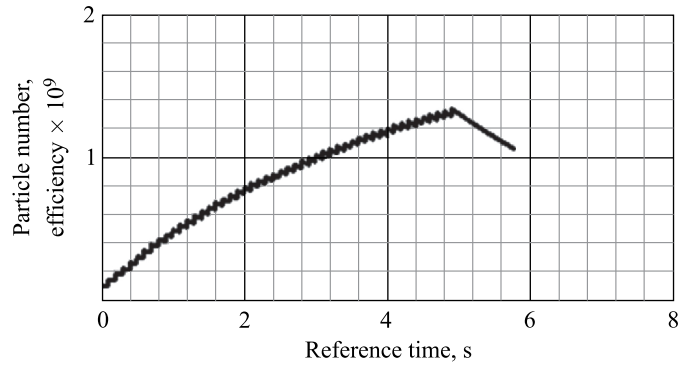


Рис. 16. Зависимость числа накопленных частиц в бустере при 50-цикловой инъекции с частотой 10 Гц от времени

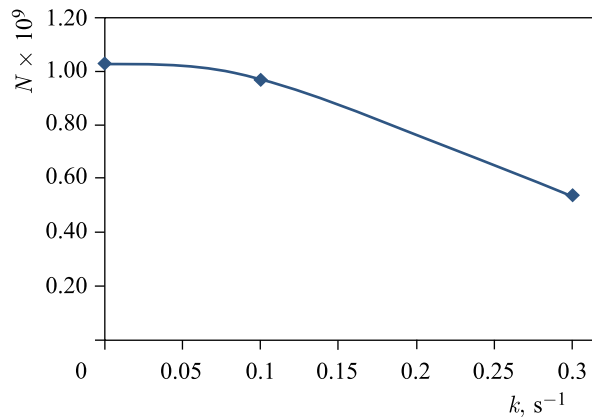


Рис. 17. Зависимость интенсивности накопленных ионов от темпа роста эмиттанса при диффузионном нагреве стека и частоте инъекции 5 Гц

вторения с 10 до 5 Гц приводит к снижению интенсивности накопленного пучка с $1,3 \cdot 10^9$ до 10^9 за счет конечного времени жизни ионов, равного 4,4 с.

Зависимость интенсивности накопленных ионов от темпа роста эмиттанса $\dot{\epsilon}_h/\dot{\epsilon}_v = kN_{st}/N_{inj} \text{ с}^{-1}$ при частоте инжекции 5 Гц для диффузионного нагрева приведено на рис. 17. При скорости роста эмиттанса $\dot{\epsilon}_h/\dot{\epsilon}_v = 0,3N/N_{inj} \text{ с}^{-1}$ интенсивность накопленного пучка снижается в два раза по сравнению со случаем, когда нет диффузионного нагрева.

3. УСТОЙЧИВОСТЬ ОХЛАЖДЕННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

3.1. Экспериментальные исследования устойчивости охлажденных ионных пучков. Неустойчивость охлажденных ионных пучков в синхротронах возникает при высоких плотностях электронных и ионных пучков. Впервые аналогичная неустойчивость была зарегистрирована в экспериментах на CELSIUS [17]; в присутствии электронного пучка время жизни протонов резко сокращалось. Так, при выключенном электронном пучке время жизни протонов составляло 50–100 с, при включенном электронном пучке оно снижалось до 1 с [17]. Однако при снижении интенсивности охлажденного протонного пучка в процессе его распада до уровня ниже некоторого порогового значения время жизни становилось сравнимо с его значением для выключенного электронного пучка. Позднее эта неустойчивость исследовалась в экспериментах на SIS [18], COSY [5, 19, 20], HIMAC [6, 7, 15], LEIR [21], S-LSR [8], CSR [21] и ряде других синхротронов с электронным охлаждением. Источниками быстрых потерь ионов или так называемого электронного нагрева в этих экспериментах были нелинейные поля электронного пучка [17] и когерентные колебания ионов [22].

В экспериментах на COSY детально исследованы механизмы потерь протонных пучков в присутствии электронного охлаждения [5, 19, 20]. Если интервал времени между двумя последовательными импульсами инжекции больше 20 с, то обычно наблюдаются быстрые потери частиц, что ограничивает достижимую интенсивность накопленного пучка. На рис. 18 приведен пример изменения интенсивности пучка при периоде повторения импульсов инжекции 30 с. Нижняя кривая представляет зависимость сигнала датчика тока от времени, верхняя — показания датчика темпа генерации нейтральных атомов H^0 , который характеризует процесс охлаждения. Временная шкала на рис. 18 соответствует 5 с/дел., ток протонного пучка составляет 0,5 мА ($6 \cdot 10^9$ протонов), темп генерации нейтральных атомов равен 3 кГц.

Можно выделить четыре характерные стадии развития процесса охлаждения инжектированного пучка. В первые 10 с охлаждения наблюдается быстрое уменьшение интенсивности пучка, при этом количество охлажденных ионов увеличивается — сигнал датчика нейтральных атомов возрастает.

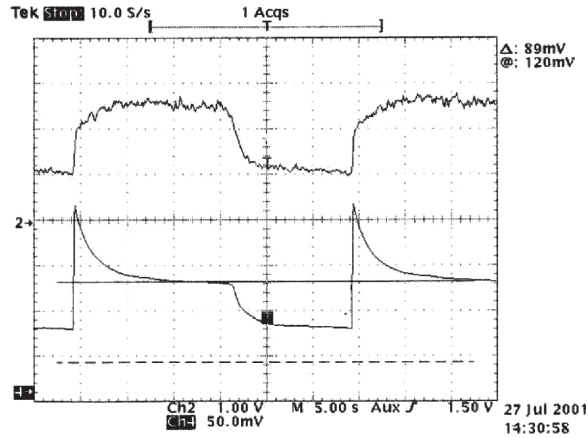


Рис. 18. Зависимость потока нейтральных атомов (верхняя осциллограмма) и интенсивности протонного пучка (нижняя осциллограмма) от времени для повторяющихся циклов инжекции

Этот период соответствует охлаждению и некогерентным потерям части инжектированного пучка с амплитудами бетатронных колебаний больше радиуса электронного пучка. После этого в течение примерно 7 с ток пучка и темп генерации нейтральных атомов остаются постоянными, что указывает на завершение процесса охлаждения частиц с большими амплитудами колебаний. Через 17 с после импульса инжекции следует быстрое уменьшение интенсивности пучка примерно на 50%. После этого продолжается относительно медленный распад пучка с характерным временем жизни порядка 10 с.

Если некогерентные потери частиц непосредственно после инжекции связаны с большим радиусом инжектированного пучка, то повторные потери частиц связаны с увеличением фазовой плотности охлаждаемого пучка. В охлажденном протонном пучке возникает неустойчивость, что и приводит к потерям.

Возникновение неустойчивости характеризуется резким возрастанием амплитуды когерентных вертикальных колебаний ионов. Частоты вертикальных бетатронных колебаний соответствуют гармоникам вертикального бетатронного числа. Динамика когерентных колебаний впервые исследована в экспериментах на COSY [5]. Первой особенностью поведения охлажденного пучка было появление трех пиков в структуре спектра шумового сигнала. На рис. 19 представлены шоттки-спектры продольной степени свободы, время измерения спектра отсчитывается от импульса инжекции.

Структура спектра с двумя пиками формируется при достаточно глубоком охлаждении пучка, и затем (через 8 с после импульса инжекции) появляется дополнительный третий пик в центре спектра. Этот центральный пик в точно-

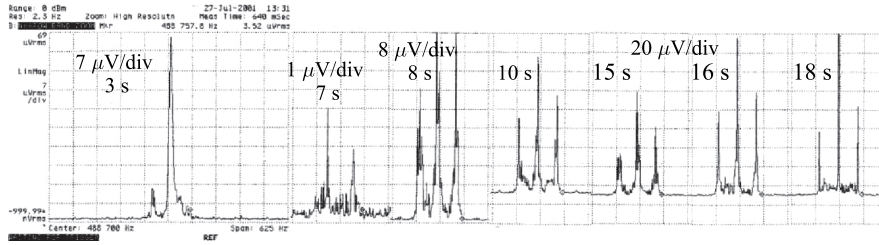


Рис. 19. Спектр продольного шума Шоттки, шкала частот соответствует 62,5 Гц/дел., частота центрального пика равна 488,7 кГц

сти соответствует частоте обращения. После своего возникновения структура спектра с тремя пиками сохраняется до следующего импульса инжекции.

Одновременно с наблюдением спектра шумов продольной степени свободы с помощью векторного анализатора наблюдались и поперечные шумы пучка (рис. 20). График приведен в режиме спектрограммы, т. е. степень яркости соответствует амплитуде сигнала. Спектр поперечного шума Шоттки в области частот бетатронных колебаний отчетливо демонстрирует процесс развития неустойчивости. Появляющийся непосредственно после импульса

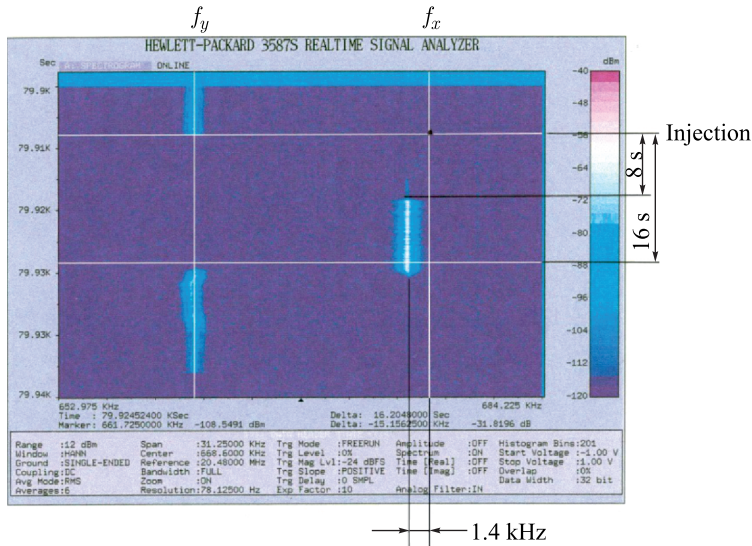


Рис. 20. Спектрограмма поперечного шума Шоттки, $f_x = 676,92$ кГц, $f_y = 662,19$ кГц — вертикальная и горизонтальная бетатронные частоты, соответствующие бетатронным числам $Q_x = 3,620$, $Q_y = 3,645$

инъекции слабый сигнал, соответствующий частоте горизонтальных колебаний, через 8 с незначительно смещается по частоте ($\Delta Q_x = +0,003$) и резко увеличивается по амплитуде. Это происходит в точности в момент времени, соответствующий появлению третьего пика в спектре продольных шумов. Затем через 17 с после инъекции сигнал горизонтальных колебаний в течение примерно 0,5 с затухает, а сигнал, соответствующий частоте вертикальных колебаний, появляется в то же самое время и резко возрастает по амплитуде. Это соответствует моменту, когда начинаются быстрые потери частиц. Черная точка на рис. 20 соответствует времени инъекции и начальной горизонтальной бетатронной частоте. Сдвиг частоты при охлаждении соответствует сдвигу горизонтального бетатронного числа $\Delta Q_x = 0,003$.

Для НИМАС амплитуда когерентных вертикальных колебаний соответствует 10 мм [6]. При небольшом вертикальном аксептансе синхротрона это приводит к потерям ионов в этом направлении (рис. 21, *а*).

Пороговый электронный ток, при котором развивается неустойчивость, соответствует 140 мА при $R = 2$. Поперечная неустойчивость в эксперимен-

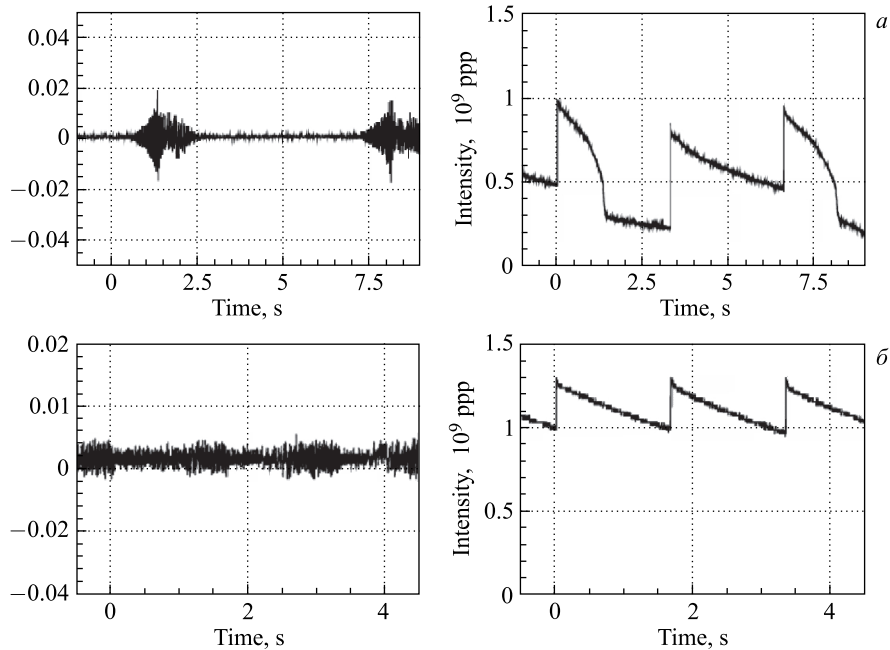


Рис. 21. Зависимость амплитуды вертикальных бетатронных колебаний и интенсивности накопленных ионов от времени: *а*) $Q_x/Q_y = 3,7/2,88$ — рабочая точка вблизи разностного резонанса, $I_e = 150$ мА и $R = 3,3$; *б*) $Q_x/Q_y = 3,69/3,13$ — рабочая точка вблизи суммового резонанса, $I_e = 150$ мА и $R = 3,3$

тах на НИМАС зависит от выбора рабочей точки. Амплитуда колебаний быстро нарастает при приближении к разностному резонансу $Q_x - Q_y = n$ [23]. Отметим, что в экспериментах на НИМАС была зарегистрирована заметная асимметрия между амплитудой вертикальных когерентных колебаний при приближении к разностному $Q_x - Q_y = 1$ (рис. 21, *a*) и суммовому $Q_x + Q_y = 7$ (рис. 21, *b*) резонансам [6, 7, 15]. Амплитуда когерентных колебаний при отстройке на δQ от разностного резонанса значительно выше, чем амплитуда бетатронных колебаний при той же отстройке для суммового резонанса (рис. 8). Это обстоятельство было обнаружено ранее при проведении расчетов поперечной неустойчивости [24, 6] и позднее подтверждено экспериментально [6, 7, 15]. В результате проведенных расчетов и экспериментов на НИМАС была выбрана рабочая точка с $Q_x/Q_y = 3,69/3,13$, отстроенная от суммового резонанса и резонанса третьего порядка $2Q_y + Q_x = 10$.

3.2. Расчеты поперечной неустойчивости охлажденных ионных пучков. Поперечная неустойчивость при инжекции в синхротроны с электронным охлаждением связана с так называемым явлением электронного нагрева [17]. Пространственный заряд электронного пучка и продольное магнитное поле секции охлаждения осуществляют связь между вертикальными и горизонтальными дипольными когерентными колебаниями ионов. Амплитуда поперечных колебаний ионов возрастает пороговым образом, когда произведение плотностей электронов и охлажденных ионов достигает некоторой критической величины [22, 23].

Поперечное движение центров гравитации электронного и ионного пучков в секции электронного охлаждения описывается уравнениями [23–25]

$$\ddot{z} + i\omega_c \dot{z} + \omega_i^2 z = \omega_i^2 z_e, \quad \dot{z}_e + i\omega_d z_e = i\omega_d z \quad (13)$$

при начальных условиях $(z, \dot{z}, z_e, \dot{z}_e) = (z_0, \dot{z}_0, 0, 0)$ при $t = 0$. Здесь $z = x + iy$ — координаты центров гравитации в поперечном направлении ионного (z) и электронного (z_e) пучков; $\omega_c = ZeB/\gamma m_i$ — циклотронная частота ионов; $\omega_i^2 = Ze^2 n_e / 2\varepsilon_0 \gamma m_i$ — плазменная частота ионов; $\omega_d = \omega_e^2 / \omega_{ce}$ — дрейфовая частота электронов; $\omega_e^2 = Ze^2 n_i / 2\varepsilon_0 \gamma^3 m_e$ — плазменная частота электронов; $\omega_{ce} = eB/\gamma m_e$ — циклотронная частота электронов; B — магнитное поле в секции охлаждения; n_e и n_i — плотности электронов и ионов соответственно.

Когерентное движение ионов может быть переписано в матричной форме $X = M_{\text{ring}} \cdot X_0$ [23], здесь $M_{\text{ring}} = L_{\text{dr}}^{-1} \cdot R_{\text{Twiss}} \cdot L_{\text{dr}}^{-1} \cdot M_{\text{sol}}^{-1} \cdot M_{\text{cool}} \cdot M_{\text{sol}}$ — матрица, соответствующая одному обороту ионов в синхротроне, L_{dr} — матрица секции дрейфа с длиной, равной половине длины секции охлаждения, R_{Twiss} — матрица синхротрона при выключенной системе охлаждения и M_{sol} — матрица соленоида секции охлаждения. M_{cool} — матрица секции охлаждения, ее особенность заключается в том, что она соответствует

неустойчивому движению ионов, поскольку $|M_{\text{cool}}| \neq 1$ [23]. Четыре собственных числа $(\lambda_{1,2,3,4})$ соответствуют инкрементам нарастания и декрементам затухания в единицах частоты обращения ионов. Две дипольные моды возбуждаются с инкрементом γ_1 и декрементом γ_2 и имеют резонансный характер (в условиях эксперимента НИМАС при линейных резонансах $Q_x - Q_y = 1$ и $Q_x + Q_y = 7$). Для резонанса связи $Q_x - Q_y = 0$ инкремент неустойчивости в числе оборотов равен [23]

$$\gamma_{\text{inst}} = \frac{2\pi^2 n_e n_i \beta_{x,y} r_e r_i L^2}{\gamma^5 \beta^3} \frac{c}{\omega_c}, \quad (14)$$

где L — длина области взаимодействия электронного и ионного пучков; $\beta_{x,y}$ — бета-функция в системе электронного охлаждения; r_e — радиус электрона; r_i — радиус иона; γ, β — релятивистские факторы; c — скорость света. Расчетный инкремент неустойчивости вблизи резонансов связи пропорционален произведению плотностей электронного и ионного пучков $\gamma \propto n_e \cdot n_i$ [23]. Нарастающая и затухающая моды трансформируются одна в другую при переходе через линейные резонансы и резонансы высоких порядков, где происходит смена знаков у γ_1 и γ_2 . Отметим, что инкремент нарастания неустойчивости для разностного резонанса $Q_x - Q_y = 1$ значительно превосходит инкремент нарастания для суммового резонанса (рис. 22) [6, 7, 15]. В связи с этим при некотором фиксированном значении горизонтального бетатронного числа, для НИМАС равного $Q_x \cong 3,7$, вертикальное бетатронное число должно быть вблизи суммового линейного резонанса и отстроено от резонансов более высоких порядков. В результате расчетов на НИМАС было выбрано вертикальное бетатронное число $Q_y = 3,13$, отстроенное от резонанса третьего порядка $2Q_y + Q_x = 10$ ($Q_y = 3,1375$).

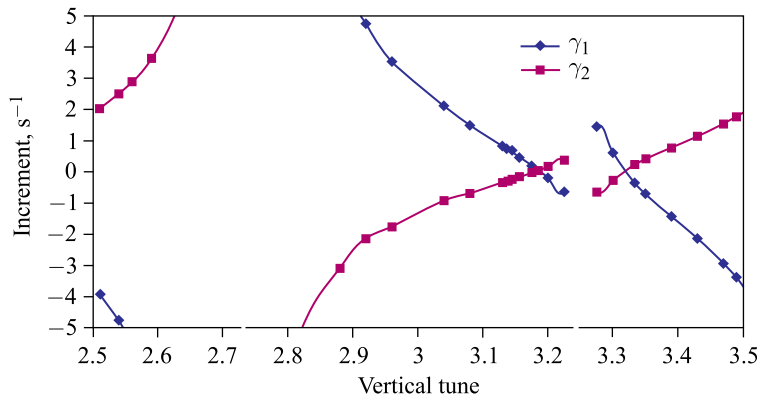


Рис. 22. Расчетная зависимость инкремента когерентных дипольных колебаний ионов от вертикального бетатронного числа при $Q_x = 3,275$, $I_e = 150$ мА, $N_i = 10^9$ ppp

Наряду с ионами, циркулирующими в синхротроне, при определенных условиях могут присутствовать вторичные ионы, образующиеся при ионизации атомов остаточного газа электронным пучком в секции охлаждения. Так, в условиях экспериментов HIMAC [26, 27] и COSY [20] благодаря разным диаметрам вакуумной камеры в секции охлаждения и в секциях коллектора и пушки образуется ловушка для накопленных вторичных ионов с уровнем концентрации порядка 20% от концентрации электронного пучка. Согласно расчетам [28] наличие вторичных ионов в секции охлаждения приводит к дополнительному росту инкремента неустойчивости ионного пучка, циркулирующего в синхротроне.

Обсудим результаты расчетов поперечной неустойчивости накопленного пучка ионов золота Au^{31+} в бустере коллайдера NICA. Зависимость инкремента и декремента от вертикального бетатронного числа при фиксированном значении горизонтального бетатронного числа $Q_x = 4,8$ для полого электронного пучка с плотностью в центре $n_e = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и числом накопленных ионов $\text{Au}^{31+} \cdot 3 \cdot 10^9$ приведена на рис. 23. Для снижения инкремента неустойчивости планируется использовать полый электронный пучок, в котором плотность электронов в центральной области в четыре раза ниже, чем для периферийной области. Однако и для полого электронного пучка возможно развитие неустойчивости при высокой интенсивности ионного пучка. Инкремент развития неустойчивости существенно зависит от выбора рабочей точки [7].

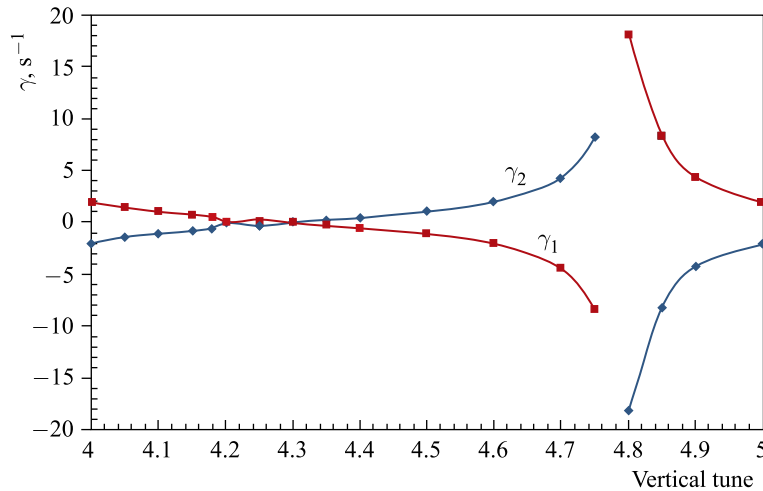


Рис. 23. Зависимость инкремента и декремента нарастания неустойчивости от вертикального бетатронного числа при постоянном значении горизонтального бетатронного числа $Q_x = 4,8$

Выбранная для бустера рабочая точка $Q_x/Q_y = 4,8/4,85$ близка к разностному резонансу $Q_x - Q_y = 0$ и соответствует нарастанию инкремента неустойчивости, близкого к его максимальному значению. Предполагается, что в бустере горизонтальное значение бетатронного числа будет зафиксировано, а вертикальное значение Q_y может быть изменено при вариации токов в квадрупольных линзах. Кардинальным решением при снижении инкремента является выбор рабочей точки в окрестности суммового резонанса. Рабочая точка $Q_x/Q_y = 4,8/4,15$ отстроена от резонансов $Q_x + Q_y = 9$, $2Q_y + Q_x = 13$ и $4Q_x = 19$. Расчетный инкремент для рабочей точки в области суммового резонанса в несколько раз меньше, чем для рабочей точки бустера $Q_x/Q_y = 4,8/4,85$.

4. МЕТОДЫ ПОДАВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОХЛАЖДЕННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Методы подавления дипольной неустойчивости при оптимально выбранной рабочей точке в основном направлены на снижение плотностей охлажденных ионов и электронов, поскольку инкремент нарастания неустойчивости линейно растет с плотностью ионов и электронов $\gamma \propto n_e \cdot n_i$ [23].

Как правило, эти методы связаны с некоторым диффузионным нагревом ионов и увеличением поперечных размеров ионного пучка. Это помогает избежать быстрых потерь при развитии неустойчивости. Однако эти методы приводят к снижению времени жизни циркулирующих ионов. Оптимальными для накопления ионов являются режимы, при которых удается избежать быстрых потерь ионов, а применяемые методы подавления неустойчивости не приводят к заметному снижению времени жизни ионов. Одним из наиболее эффективных методов подавления поперечной неустойчивости охлажденных ионных пучков является применение систем обратной связи. Использование полого электронного пучка с пониженной плотностью электронов в области стека приводит к снижению амплитуды шумов стека и увеличению времени жизни ионов по сравнению с однородным электронным пучком. Поскольку инкремент дипольной неустойчивости растет с увеличением концентрации вторичных ионов в секции охлаждения, различные методы по их удалению также приводят к стабилизации первичных ионных пучков или позволяют повысить их интенсивность.

4.1. Обратная связь. Системы с обратной связью эффективно используются в синхротронах для подавления поперечных когерентных колебаний ионов и значительного увеличения интенсивности накопленного пучка. Основными элементами систем обратной связи являются дифференциальный пикап, предназначенный для измерения поперечного смещения центра тяжести ионного пучка, и кикер, расположенный на расстоянии от пикапа, соответствующем сдвигу фаз бетатронных колебаний между ними $\pi/2$.

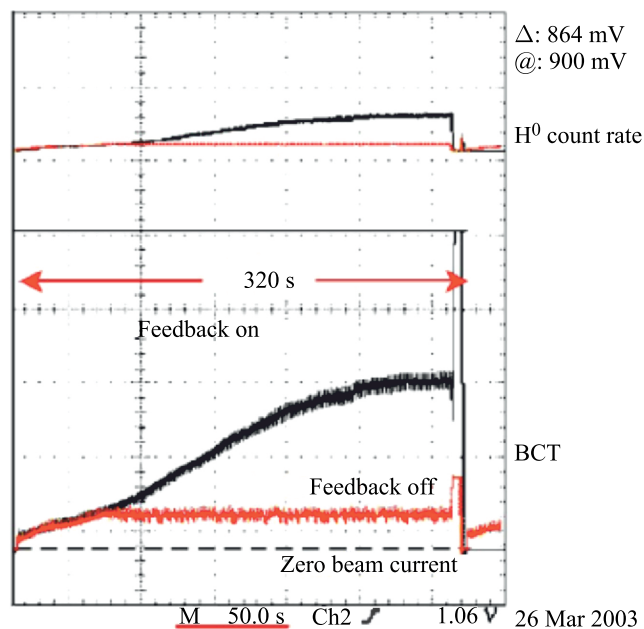


Рис. 24. Накопление протонов на COSY с включенной и выключенной системой обратной связи

Использование системы обратной связи на накопителе LEAR с полосой пропускания 500 МГц позволило накопить в нем $8 \cdot 10^{10}$ антипротонов без развития поперечной неустойчивости [3]. Система обратной связи для подавле-

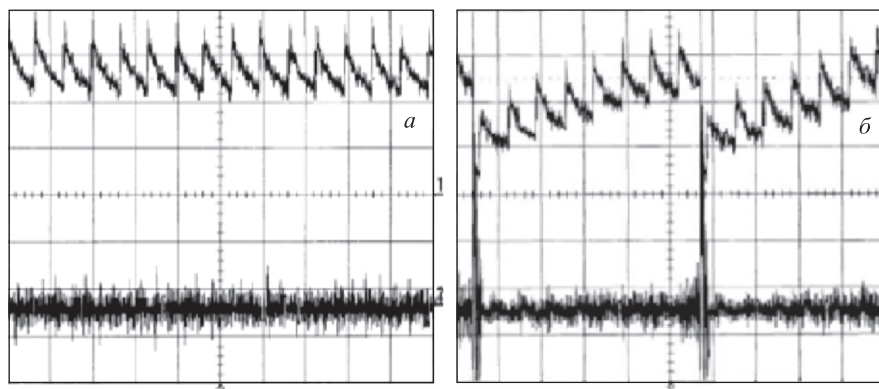


Рис. 25. Зависимость интенсивности ионов и амплитуды вертикальных бетатронных колебаний от времени: а) с обратной связью; б) без обратной связи

ния вертикальных когерентных колебаний на COSY с полосой пропускания 100 МГц [19] позволила в четыре раза увеличить количество накопленных протонов (рис. 24). В результате применения системы обратной связи было накоплено 10^{11} протонов при энергии инжекции 45 МэВ.

Использование системы обратной связи для подавления когерентных вертикальных бетатронных колебаний на накопителе S-LSR приводило к их затуханию и одновременному возбуждению когерентных горизонтальных бетатронных колебаний [30]. Это, по-видимому, обусловлено связью между бетатронными вертикальными и горизонтальными колебаниями вследствие пространственного заряда электронного пучка и соленоидального магнитного поля в секции охлаждения.

Система обратной связи на HIMAC [29] позволила накопить $2,3 \cdot 10^9$ ионов Ar^{18+} при интервале между циклами инжекции 3,3 с (рис. 25).

4.2. Полюй электронный пучок. Поскольку инкремент дипольной неустойчивости охлажденного ионного пучка пропорционален плотности электронного пучка, его снижение может приводить к стабилизации поперечных когерентных колебаний охлажденных ионов. В то же время снижение плотности электронного пучка приводит к увеличению времени охлаждения. В [31] предложено использовать трубчатый электронный пучок, чтобы избежать как увеличения времени охлаждения для вновь инжектированных ионов с большой амплитудой бетатронных колебаний, так и неустойчивости охлажденных ионов. Применение электронных пучков с варьiruемой формой выполнено на синхротроне LEIR [21]. На рис. 26, *a* показано накопление ионов свинца Pb^{54+} для электронного пучка параболической формы, формируемого электронной пушкой с потенциалами анода $U_{\text{anode}} = 1800$ В и управляющего электрода $U_{\text{contr}} = 0$ В. Интенсивность накопленных ионов равна $7 \cdot 10^8$, время жизни ионов стека составляет 6 с, а время жизни вновь инжектируемых ионов равно 1–2 с при максимальной интенсивности стека. При использовании полого электронного пучка с плотностью в центральной области на 20% ниже, чем средняя плотность, сформированного при потенциалах на аноде пушки $U_{\text{anode}} = 900$ В и управляющем электроде $U_{\text{contr}} = 200$ В, удается увеличить интенсивность накопленных ионов до $1,3 \cdot 10^9$ (рис. 26, *b*) за счет увеличения времени жизни стека до 12 с.

Время жизни вновь инжектируемых ионов в этом случае составляет 13,8 с. В рассмотренных выше случаях параболического и полого пучков токи близки между собой и равны 0,1 А. Основное преимущество полого пучка в том, что он позволяет снизить шумы стека из-за так называемого электронного нагрева, в результате чего снижается темп нагрева ионов и растет их время жизни, что в конечном итоге приводит к росту интенсивности накопленного пучка.

Зависимость интенсивности накопленных ионов C^{4+} и C^{6+} от формы электронного пучка также исследована в накопителе CSR [21]. На рис. 27 приведена зависимость интенсивности накопленных ионов при 10 циклах

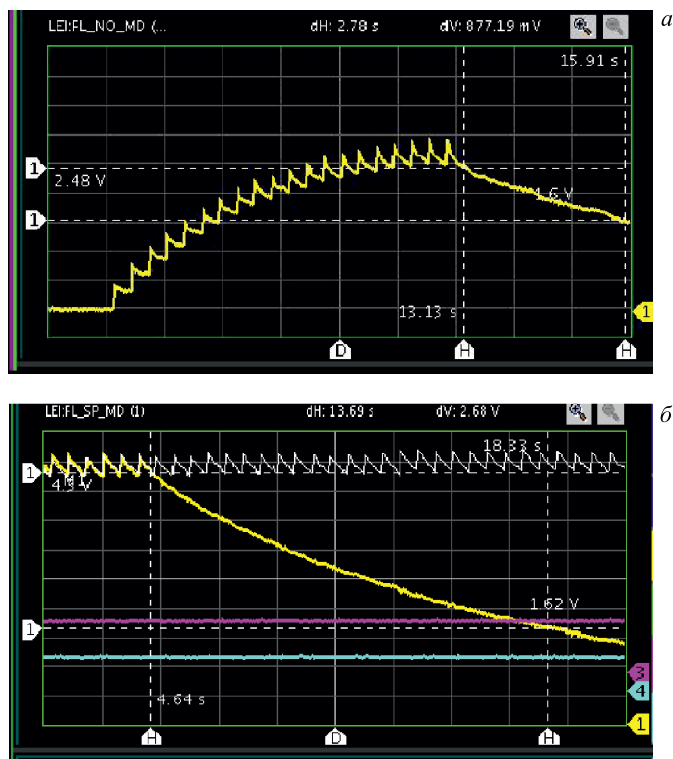


Рис. 26. Накопление ионов свинца Pb^{54+} для параболического (а) и полого (б) электронных пучков

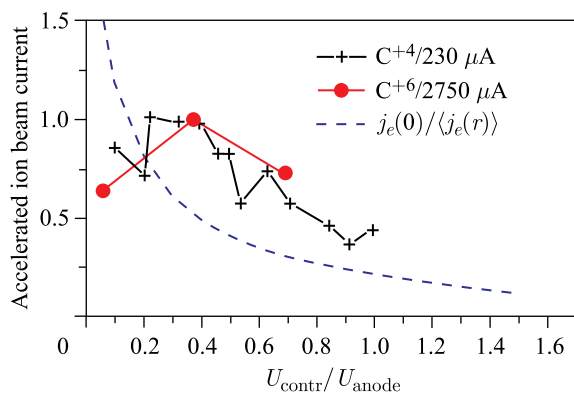


Рис. 27. Зависимость максимального ионного тока от отношения потенциалов на управляющем и анодном электродах пушки. Штриховая кривая соответствует отношению плотности электронного пучка в центре к средней плотности пучка

инжекции от отношения потенциалов на управляющем и анодном электродах пушки. Из рис. 27 видно, что оптимальное накопление в CSR реализуется при отношении $U_{\text{contr}}/U_{\text{anode}} = 0,4$, когда плотность тока электронного пучка в центре в два раза ниже, чем средняя плотность.

При использовании однородного электронного пучка ток накопленных ионов углерода C^{6+} равен 0,6 мА, время жизни ионов стека составляет 10 с, а вновь инжектированных ионов 0,2 с. Для полого электронного пучка с потенциалом на управляющем электроде 217 В и на аноде 586 В максимальная интенсивность накопленных ионов равна 1,5 мА [21].

После прекращения инжекции и при распаде стека до уровня тока 0,6 мА время жизни ионов стека резко возрастает до 400 с. Отсюда следует, что при высокой интенсивности стека 1,5 мА быстрые потери связаны с флуктуациями его пространственного заряда. Диффузионный уход ионов стека и вновь инжектированных ионов связан с плазменными осцилляциями стека в присутствии пространственного заряда электронного пучка. При плотности ионов стека ниже некоторой критической неустойчивость не развивается, в результате время жизни ионов стека резко возрастает.

4.3. Подавление поперечной дипольной неустойчивости ВЧ-квадруподем. Одним из методов, применяемых на НИМАС для подавления поперечной дипольной неустойчивости, является метод с использованием высо-

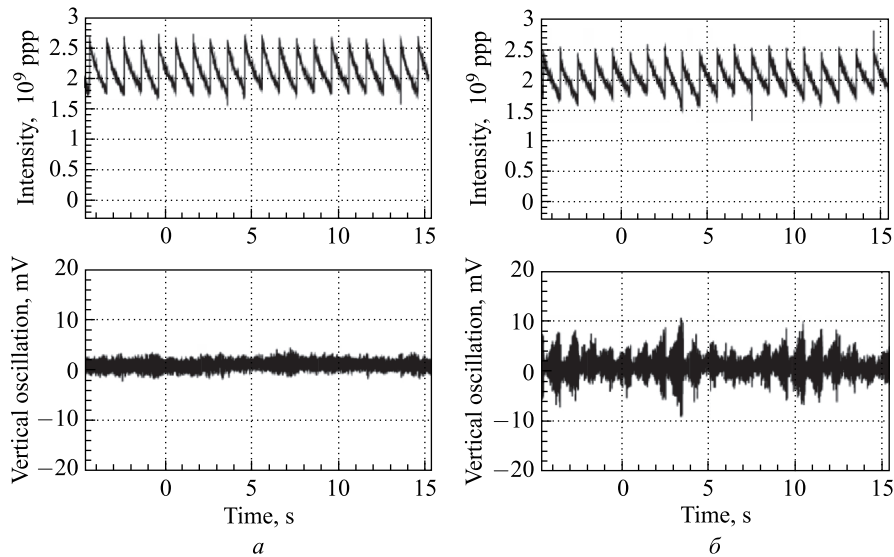


Рис. 28. Зависимость интенсивности ионов и амплитуды вертикальных когерентных колебаний от времени с подстроенной и отстроенной частотой ВЧ-квадруполя: а) $f = 825$ кГц; б) отстроенная частота ВЧ-квадруполя

кочастотного квадруполь, применяемого обычно для медленного вывода модулированного по току ионного пучка. Применение ВЧ-квадруполь [7, 26] при частоте 825 кГц, немного сдвинутой по отношению к соответствующей гармонике вертикальных бетатронных колебаний на частоте 814 кГц, приводит к снижению амплитуды когерентных вертикальных колебаний (рис. 28, *a*). Напряжение на ВЧ-квадруполь составляет 1 В, что соответствует отклонению ионов на угол 0,1 мкрад. ВЧ-квадруполь, работающий на частоте, соответствующей гармонике бетатронных колебаний, приводит к нагреву ионного пучка, в результате чего растет его поперечный размер и снижается плотность. Это в конечном итоге приводит к снижению инкремента неустойчивости и уменьшению амплитуды когерентных вертикальных колебаний.

4.4. Очистка вторичных ионов. Инкремент дипольной неустойчивости растет с концентрацией вторичных ионов в секции охлаждения [28]. Для ряда систем электронного охлаждения [20, 7] радиус вакуумной камеры b_2 в секции охлаждения отличается от радиуса камеры в секциях с электронной пушкой и коллектором b_1 , это приводит к возникновению ловушки для вторичных ионов, возникающих при ионизации атомов остаточного газа электронным пучком. Степень нейтрализации вторичными ионами составляет

$$\eta_{\text{neut}} = \frac{2 \ln b_2/b_1}{1 + 2 \ln b_1/a}, \quad (15)$$

здесь a — радиус электронного пучка. Типичная величина нейтрализации в системах электронного охлаждения [20, 7] составляет около 20%. Вторичные ионы осциллируют в соленоидальном магнитном поле и электрическом поле частично нейтрализованного электронного пучка с некогерентной частотой

$$\omega_{\text{inc}} = \sqrt{\omega_i^2(1 - \eta_{\text{neut}}) + \frac{\omega_c^2}{4} \pm \frac{\omega_c}{2}}. \quad (16)$$

Удаление вторичных ионов из секции охлаждения позволяет стабилизировать устойчивость первичных ионных пучков, циркулирующих в синхротроне (рис. 29). Для удаления вторичных ионов используется пикап с поперечным гармоническим полем [32]. Когда частота поперечного поля пикапа совпадает с некогерентной частотой вторичных ионов $f_{\text{sh}} = \omega_{\text{inc}}/2\pi$, происходит их резонансное удаление.

В экспериментах на НИМАС напряжение на электродах пикапа с поперечным гармоническим полем составляет 10 В, а диапазон резонансных частот, когда происходит эффективное удаление вторичных ионов, лежит в интервалах 50–100 и 220–240 кГц [7, 15]. Зависимость амплитуды когерентных поперечных колебаний накопленных ионов от времени показана на рис. 29. Очистка вторичных ионов включена после 4,5 с. После экспериментов на НИМАС [7] были проведены исследования по очистке вторичных ионов на

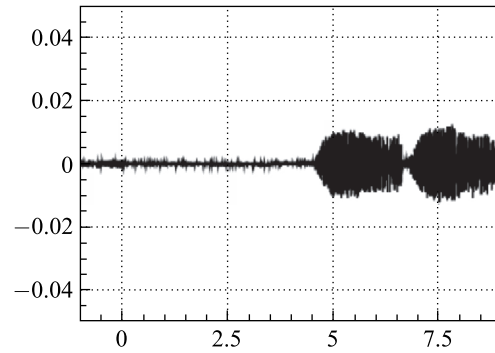


Рис. 29. Зависимость амплитуды вертикальных бетатронных колебаний от времени, очистка вторичных ионов выключена после 4,5 с

накопителе COSY [20]. В них показано значительное увеличение длительности импульса устойчивого протонного пучка (рис. 30) при удалении вторичных ионов из системы электронного охлаждения при резонансной частоте пикапа с гармоническим электрическим полем, соответствующей некогерентной частоте ионов молекулярного азота $f_{sh} = 114$ кГц. При выключенном гармоническом поле наблюдаются быстрые потери протонного пучка через 25 с после начала инъекции. При очистке вторичных ионов длительность импульса протонного пучка увеличивается до 70 с. Спектр некогерентных поперечных колебаний на COSY имеет несколько пиков в диапазоне частот 70–160 кГц, соответствующих ионам Xe^+ , CO^+ , N_2^+ и N^+ .

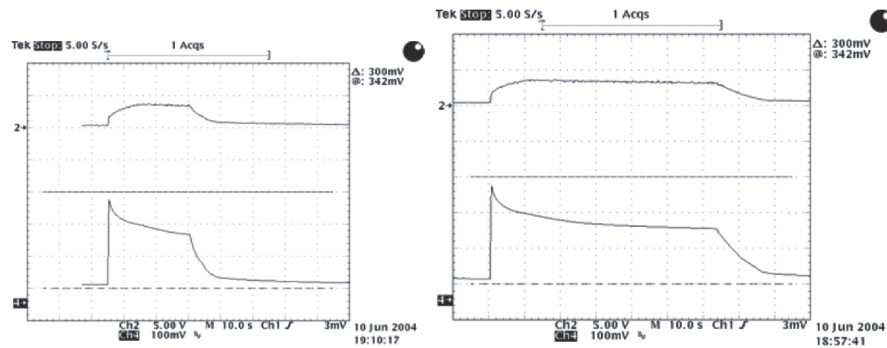


Рис. 30. Зависимость тока протонного пучка от времени для выключенного поперечного гармонического поля (а) и для включенного с частотой 114 кГц (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формирование интенсивных ионных пучков в схемах с накоплением ионов при использовании электронного охлаждения ограничено двумя эффектами: возникновением поперечных когерентных дипольных колебаний ионов и снижением их времени жизни. Поперечные когерентные колебания ионов могут быть эффективно подавлены с использованием обсуждаемых выше методов. Наличие некогерентного диффузионного нагрева ионов приводит к снижению их времени жизни и определяет эффективность их накопления в синхротронах. Оптимальными для накопления ионов являются режимы, при которых удается избежать быстрых потерь ионов при возникновении неустойчивости, а применяемые методы подавления неустойчивости не приводят к заметному снижению времени жизни ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г. И., Скринский А. Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц // УФН. 1978. Т. 124. С. 561–595.
2. Мешков И. Н. Электронное охлаждение: статус и перспективы // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 6. С. 1478–1560.
3. Bosser J. Electron Cooling // CERN Accelerator School. CERN 92-01. Geneva, 1992. P. 147–203.
4. Groening L. et al. Analysis of First Measurements on SIS Electron Cooling of Heavy Ions // Proc. of the 4th Workshop on Medium-Energy Electron Cooling. Dubna, 1999. P. 240–243.
5. Мешков И. Н. и др. Текущее состояние электронного охлаждения на COSY (Юлих, Германия) // АЭ. 2003. Т. 94, вып. 1. С. 57–59.
6. Syresin E. et al. Transverse Ion Beam Instability in HIMAC Synchrotron // HIMAC-071. 2003. P. 24.
7. Uesugi T. et al. Cool-Stacking Injection and Damping of a Transverse Ion-Beam Instability at the HIMAC Synchrotron // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 545. P. 45–56.
8. Shirai T. et al. Commissioning of Electron Beam Cooling at S-LSR // ICFA HB2006 Workshop. KEK 2006. WEBY01. P. 247–249.
9. Noda K. et al. HIMAC and New Facility Design for Wide Spread Use of Carbon Cancer Therapy // Proc. of APAC 04. Gyeongju, Korea, 2004. P. 552–556.
10. Fujisawa T. et al. Multi-Pole Magnets to Focus an O₂ Sheet Beam for a Non-Destructive Beam-Profile Monitor // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 50–59.
11. Noda K. et al. Electron Cooling Experiment at HIMAC Synchrotron // Proc. of EPAC. 2002.
12. Uesugi T. et al. Dynamics of a High Density Ion-Beam with Electron Cooling in the HIMAC Synchrotron // Proc. of PAC. 2005.
13. Сыресин Е. М. Некогерентные вертикальные потери ионов при многооборотной инжекции пучка с накоплением и электронным охлаждением // Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11, № 4. С. 497–501.

14. Syresin E. et al. Numerical and Experimental Study of Cooling–Stacking Injection in HIMAC Synchrotron // Proc. of EPAC. 2006. P. 2907–2909.
15. Сыресин Е. М., Нода К. Формирование и устойчивость охлажденных интенсивных пучков в синхротроне при энергии инжекции // Прикл. физика. 2008. № 2. С. 14–24.
16. Sidorin A. et al. BETACOOL Program for Simulation of Beam Dynamics in Storage Rings // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 558. P. 325–328.
17. Reistad D. et al. Measurements of Electron Cooling and Electron Heating at CELSIUS // Proc. of Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Montreux, 1993. CERN 94-03. 1994. P. 183–187.
18. Steck M. et al. Beam Accumulation with SIS Electron Cooler // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 441. P. 175–182.
19. Kamerdzhiiev V. et al. Instability Phenomena of Electron-Cooled Ion Beams at COSY // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 532. P. 285–290.
20. Dietrich J. et al. Electron Cooling of Intense Ion Beams // Proc. of COOL05. Galena, USA, 2005.
21. Parkhomchuk V. Comparison of the Hollow Electron Beam Devices and Electron Heating // Proc. of COOL07. TUM1103. Bad Kreuznach, Germany, 2007. P. 64–67.
22. Parkhomchuk V., Pestrikov D. Coherent Instability at Electron Cooling // Proc. of Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Montreux, 1993. CERN 94-03. 1994. P. 327–329.
23. Пархомчук В. В., Рева В. Б. Когерентное взаимодействие ионных и электронных пучков в системах с электронным охлаждением // ЖЭТФ. 2000. Т. 118, вып. 5. С. 1125–1133.
24. Burov A. Electron Drift Instability in Storage Rings with Electron Cooling // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 441. P. 23–27.
25. Zenkevich P. R., Bolshakov A. E. Influence of Electron Cooler on Dipole Ion Oscillations in High Current Storage Ring // Ibid. P. 36–39.
26. Syresin E., Noda K. Neutralized Electron Beam in HIMAC and NIRS S-Ring Coolers // HIMAC-033. 2001. P. 12.
27. Noda K. et al. Electron Cooling Experiments at the HIMAC Synchrotron // Proc. of EPAC. 2004. P. 2089–2091.
28. Zenkevich P., Dolinskii A., Hofman I. Dipole Instability of a Circulating Beam Due to the Ion Cloud in an Electron Cooling System // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 532. P. 454–458.
29. Noda K. et al. Experimental Studies of Stability Issues at HIMAC Cooler // ICFA HB2006 Workshop KEK. 2006. WEAY03.
30. Fujimoto Shinji et al. Feedback Damping of a Coherent Instability at Small-Laser Equipped Storage Ring S-LSR // Japan J. Appl. Phys. 2006. V. 45, No. 49. P. 1307–1310.
31. Bocharov A. et al. HIRFL-CSR Electron Cooler Commissioning // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 532. P. 144–149.
32. Bossert J. et al. Active Methods of Instability Suppression in a Neutralized Electron Beam // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 391. P. 110–113.