Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

19 – 03

ITEP-19-03

П.Р. Зенкевич, А.Е. Большаков,
Е.Р. Мустафин

Вакуумные эффекты в кольцах ускорительно-накопительного комплекса ИТЭФ(ТВН)

Москва 2003

УДК 621.384.6 М - 16

ВАКУУМНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОЛЬЦАХ УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ИТЭФ (ТВН): Препринт ИТЭФ 19 – 03/

П. Р. Зенкевич, А. Е. Большаков, Е. Р. Мустафин – М., 2003 - 16с.

Рассмотрены основные вакуумные эффекты в накопителе ТВН (ИТЭФ, Москва). Показано, что вакуумные потери ионов в кольцах ТВН обусловлены процессами перезарядки, ядерного взаимодействия и упругого рассеяния на атомах остаточного газа. Проанализировано возможное явление роста давления газа в камере накопителя вследствие десорбции газа со стенок вакуумной камеры. Рассмотрены вакуумные нестабильности, связанные со вторичными ионами и методы их подавления.

VACUUM EFFECTS IN ACCELERATING-STORAGE RINGS COMPMLEX TWAC (ITEP).

P. R. Zenkevich, A. E. Bolshakov, E. R. Mustafin.

Vacuum effects in accelerator complex TWAC (ITEP, Moscow) have been studied. The ion vacuum losses in TWAC rings (booster synchrotron and storage ring) appear due to following effects: charge exchange and nuclear reactions and elastic Coulomb scattering on the residual gas atoms. The reaction cross sections and vacuum lifetimes for these effects have been estimated for both rings. It is shown that for nominal pressure the vacuum losses are small (except of carbon losses in booster due to charge exchange reactions). However, the pressure in rings can significantly enhance because of gas desorption from vacuum chamber walls connected with two processes: losses of primary ions and the collisions with the wall of secondary ions accelerated in space charge field of the circulating beam (the second process can take place only in storage ring). Analysis of these processes has shown that vacuum instability connected with the secondary ions is very dangerous for TWAC storage ring. The instability thresholds for different kinds of stored ions and possible cures for the instability suppression have been considered.

Рис. – 17, список лит. – 10 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2003

Введение

В настоящее время ускорительно - накопительный комплекс ТВН (ИТЭФ) находится на стадии наладки [1]. Комплекс состоит из двух колец: синхротрона-бустера и накопительного кольца (ранее синхротрона У-10). Параметры колец даны в табл.1. В качестве форинжектора в настоящее время используется однорезонаторный линейный ускоритель И-3, который ускоряет гелиеподобные ионы углерода ($^{12}C^{+4}$) до энергии 1.2-1.6 МэВ/н (в настоящее время энергия ускоренных ионов углерода составляет 1.3 МэВ/н, а интенсивность инжектируемого в бустер пучка – около 10^{10} ионов). Частота повторения импульсов инжекции в бустер – 1-2 Гц. В будущем предполагается соорудить новый инжектор И-4, который позволит увеличить энергию до 7 Мэв/н и интенсивность инжектируемого пучка до (3-5)*10^{10} ионов/цикл. На инжекторе будет установлен новый лазерный источник, который, помимо углерода, будет ускорять также ионы с более высоким атомным номером (например, $^{27}Al^{+11}$ и $^{59}Co^{+25}$). Изучается также возможность увеличения частоты инжектора и бустера до 10-20 Гц.

Энергия выведенных из бустера ионов соответствует магнитной жесткости 10 Тл*м. Эти ионы инжектируются в У-10, в котором они полностью обдираются на перезарядной мишени и накапливаются с помощью перезарядной многооборотной инжекции. Основные параметры колец даны в табл.1 (данные через косую скобку энергии соответствуют ионам $^{12}C^{+4}$, $^{27}Al^{+11}$, $^{59}Co^{+25}$). Число молекул газа в камере соответствует номинальному давлению и номинальной температуре (20 градусов Цельсия).

В бустере наблюдаются большие потери ионов (порядка 80-90%) при захвате в режим ускорения, а также из-за их взаимодействия с молекулами остаточного газа. Погибшие частицы попадают на стенку камеры и могут вызывать рост давления из-за десорбции молекул газа со стенок вакуумной камеры.

В накопителе возможен и другой механизм повышения давления: «вакуумная неустойчивость», возникающая при накоплении сильноточного циркулирующего пучка с заметным пространственным зарядом. Электростатическое кулоновское поле пучка ускоряет ионы, образующиеся при ионизации остаточного газа в камере. Бомбардировка стенки камеры ускоренными ионами приводит к десорбции молекул остаточного газа. Ухудшение давления из-за десорбции увеличивает поток вторичных ускоренных ионов частиц, что и может привести к возникновению вакуумной неустойчивости.

Подчеркнем, что ухудшение давления, помимо роста потерь частиц на вакууме, может также привести к другим вредным эффектам, наиболее опасным из которых является рост концентрации электронов в окружающем пучок «электронном облаке». Такой рост концентрации может ухудшить поперечную устойчивость ионного пучка.

Целью данной работы и является анализ вакуумных эффектов в ТВН – ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ.

Таблица 1. Параметры колец комплекса ТВН.

Параметр	Бустер	Нак. Кольцо
Длина орбиты (м)	220	251
Бетатронная частота	5.7	9.3
Магнитная жесткость (Тл*м)	10	6.67/ 8.46/9.26
Гор. и верт. аксептанс (мм*мрад)	80/50	100/60
Объем вакуумной камеры ($м^3$)	1.5	1.8
Откачная способность насосов (л/с)	500	500
Давление в камере (Торр)	10^{-9}	$5\cdot10^{-9}$
Число молекул газа в камере	$5\cdot10^{13}$	$3,2\cdot10^{14}$
Энергия инжекции для И-3 (МэВ/н)	1.3	410/485/530
Энергия выхода для И-4 (МэВ/н)	7	585/770/830

1.Время жизни на вакууме.

При наличии десорбции приближенный анализ потерь ионов и роста давления может быть выполнен с помощью следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{dN_i}{dt} = \Phi_i(t) - N_i\left[\dfrac{1}{\tau_0(t)} + \dfrac{1}{\tau_p(P,t)}\right] \\ \dfrac{dP}{dt} = \Phi_p(N_i, P, t) - \dfrac{P - P_0}{\tau_{pump}} \end{cases} \qquad (1)$$

Здесь N_i - число ионов; P – давление остаточного газа в камере (P_0- значение давления в отсутствие пучка); $\tau_p(P,t)$ - время жизни частиц в камере из-за вакуумных потерь; $\tau_0(t)$ - время жизни частиц в камере из-за остальных эффектов;

функция $\Phi_i(t)$ описывает инжекцию частиц в камеру, а функция $\Phi_p(N_i,P,t)$ - скорость роста давления из-за десорбции; τ_{pump} - время откачки ($\tau_{pump} = V/S$, где V – объем вакуумной камеры, S - скорость откачки в $м^3с^{-1}$).

Подчеркнем, что эти уравнения описывают вакуумные явления «в среднем»: в действительности, как скорость откачки, так и скорость десорбции сильно варьируются внутри вакуумной камеры, что приводит к появления участков с локальным повышением давления («бампов») и даже, возможно, с локальной неустойчивостью. Мы, однако, в данной статье не будем рассматривать локальные эффекты.

Рассмотрим механизмы вакуумных потерь ионов, определяющие $\tau_p(P,t)$. Явления, приводящие к вакуумным потерям, можно разбить на «быстрые» процессы, в которых каждый акт взаимодействия приводит к гибели частицы, и «медленные» процессы, приводящие к эволюции функции распределения частиц в фазовом пространстве. К «быстрым» процессам относятся: 1) перезарядка; 2) ядерное взаимодействие; 3) кулоновское рассеяние на большие углы. Основным источником медленных потерь в ТВН является многократное кулоновское рассеяние. Время «быстрых» потерь

$$\tau_p^{fast} = 1/(\beta c d \sigma_{los}), \qquad (2)$$

где β,γ - релятивистские параметры, N_i - число циркулирующих ионов, d - молекулярная плотность. Молекулярная плотность $d = n_{losh}\frac{P}{P_{atm}}\frac{T_0}{T}$, где $n_{Losh} = 2,7\cdot10^{19}$ $см^{-3}$ - число Лошмидта, равное плотности газа при атмосферном давлении, P - давление, P_{atm} - атмосферное давление, T - абсолютная температура, T_0=273 градуса – абсолютная температура, соответствующая 0 градусов по Цельсию. Полагая, что T=293, и подставляя выражение для плотности в Ур. (2), получим

$$\tau_p^{fast} = 0.95\cdot10^6/(\beta P \sigma_{los}), \qquad (3)$$

где давление газа P измеряется в 10^{-9} Торр, а эффективное сечение потерь σ_{los} выражается в барнах (10^{-24} $см^2$). Это сечение определяется формулой:

$$\sigma_{los} = \sigma_{chex} + \sigma_{nucl} + \sigma_{Coul} \qquad (4)$$

В Ур. (4) σ_{chex} - сечение перезарядки, σ_{nucl} - сечение ядерного взаимодействия, σ_{Coul} - сечения кулоновского рассеяния на большие углы. При наличии в камере смеси газов

$$\sigma_{los} = \sum_m \eta_m \sigma_{los}^{\ m} \quad , \qquad (5)$$

где $\sigma_{los}^{\ m}$ - парциальные поперечные сечения потерь для компоненты газа с номером m, η_m - доля данной компоненты газа ($\eta_m = d_m/d$, где d_m – парциальная молекулярная плотность компоненты с номером m). Сечение перезарядки находилось с помощью программы "CHARGE" [2]. Если ΔW_{chex} - расчетная

вероятность перезарядки иона на слое вещества толщиной Δl (в мГ/см^2), то сечение перезарядки (в барн) определяется следующей формулой:

$$\sigma_{chex} = 10^{27} \frac{\Delta w_{chex}}{\Delta l} \frac{A_t}{N_A}, \qquad (6)$$

где A_t - атомный номер мишени, N_A - число Авогадро ($N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$).

Сечение ядерного взаимодействия (в барн) [3]:

$$\sigma_{nucl} = \pi r_0^2 (A_i^{1/3} + A_t^{1/3} + a \frac{A_i^{1/3} \cdot A_t^{1/3}}{A_i^{1/3} + A_t^{1/3}} - c)^2 (1 - B_c / E_{CM}) \quad , \qquad (7)$$

где r_0=0.11 см, a=1.85, c=2.0, $Z_{i,t}$ - зарядовый номер циркулирующего иона и мишени, $A_{i,t}$ - соответствующие атомные номера, $B_c = \frac{r_p Z_t Z_i}{r_c (A_i^{1/3} + A_t^{1/3})}$, $E^{CM} = T^{CM} / E_0$, T^{CM} - кинетическая энергия в системе СМ, E_0 - энергия покоя протона.

$$E_{CM} = A_t [\sqrt{1 + (\frac{A_t \beta^{CM} \gamma^{CM}}{A_t})^2} - 1] + A_t (\gamma_{CM} - 1)] \qquad (8)$$

Первое слагаемое соответствует кинетической энергии иона, второе слагаемое – кинетической энергии ядра мишени (здесь $\beta_{CM} = \frac{\beta_i}{1 + A_t / \gamma A_i}$, $\gamma_{CM} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{CM}^2}}$, классический радиус протона $r_p = 1.53 \cdot 10^{-16}$cm, кулоновский радиус $r_c = 1.3 \cdot 10^{-13}$ cm).

Сечение потерь из-за однократного кулоновского рассеяния:

$$\sigma_{Coul}^{fast} \approx \frac{2\pi r_p^2 Z_i^2 Z_t^2}{A_i^2 \beta^4 \gamma^2 \theta_{max}^2} \qquad (9)$$

В этой формуле угловая апертура камеры θ_{max}^2 определяется выражением:

$$\frac{1}{\theta_{max}^2} = \frac{\beta_h}{\varepsilon_h} + \frac{\beta_v}{\varepsilon_v}, \qquad (10)$$

где $\varepsilon_h, \varepsilon_v$ - горизонтальный и вертикальный эмиттанс пучка, β_h и β_v - средние значения соответствующих β-функций. Скорость нагрева по углу по одной из поперечных степеней свободы определяется следующей формулой [4]:

$$\frac{d\theta^2}{dx} = [\frac{13.6 Z_i}{pc\beta A_i}]^2 \frac{1}{X^r}, \qquad (11)$$

где x – путь, пройденный в веществе (в г/см^2), pc измеряется в МэВ/нуклон, X^r - радиационная длина данного вещества. Переходя к времени и усредняя по компонентам газа, получим:

$$\frac{d\theta^2}{dt} = C_\theta \frac{Z_i^2}{\beta_i^4 \gamma_i^2 A_i^2} P \sum_j \frac{\mu_j A_i^j}{X_j^r}, \qquad (12)$$

где – A_j^i молекулярный вес данной компоненты, а $C_\theta = 1.7 \cdot 10^{-5}$ (давление выражено в 10^{-9} Торр). Время жизни из-за многократных кулоновских потерь:

$$\tau_{life}^{slow} \approx \frac{\theta_{max}^2}{d(\theta^2)/dt} \qquad (13)$$

Полное время жизни по вакууму

$$\tau_p = \frac{\tau_p^{slow}\tau_p^{fast}}{\tau_p^{slow}+\tau_p^{fast}} \qquad (14)$$

Результаты расчета сечений и времени жизни на вакууме для бустера и накопителя приведены, соответственно, в табл. 2, 3 (данные после косой черты в табл.2 соответствуют энергии выхода нового инжектора). При расчете предполагался следующий состав газа: H_2-65%, N_2 - 25%, Ar – 10% (этот состав близок к измеренному составу газа в SIS-18: H_2-65%, O/H_2O - 17%, CO/N_2 - 8%, Ar – 4%, Cl – 4%, CO_2 - 1%). Давление и данные фокусирующей системы соответствуют табл.1.

Таблица 2. Сечения потерь и время жизни на газе в бустере.

Вид иона	$^{12}C^{+4}$	$^{27}Al^{+11}$	$^{59}Co^{+25}$
Энергия иона (МэВ)	1.3/7	1.3/7	1.3/7
σ_{chex} (барн)	$(2,09/0,8)\cdot10^7$	$(1,91/0,87)\cdot10^5$	$(5,69/1,83)\cdot10^4$
σ_{Coul}^{fast} (барн)	$(3,2/0,12)\cdot10^4$	$(5,2/0,18)\cdot10^4$	$(35,8/1,15)\cdot10^3$
σ_{Coul}^{fast} (барн)	$(7.15/2.48)\cdot10^7$	$(7,2/26,9)\cdot10^5$	$(9,70/1,96)\cdot10^4$
τ_p^{fast} (с)	0,862/0,98	46,3/9	195/533
τ_p^{slow} (с)	69,1/862	80,4/577	42,8/399
τ_p (с)	0,852/0,977	29,4/8,86	35,1/228

Таблица 3. Сечения потерь и время жизни на газе в накопителе ТВН.

Вид иона	$^{12}C^{+6}$	$^{12}C^{+6}$	$^{27}Al^{+13}$	$^{59}Co^{+27}$
Энергия иона (МэВ)	200	440	600	660
σ_{chex} (барн)	0,00173	$2,232\cdot10^{-4}$	0,017	0,288
σ_{Coul}^{fast} (барн)	6,03	1,469	0,798	0,613
σ_{nucl} (барн)	0,919	0,923	1,428	2,16
σ_{los} (барн)	6,955	2,394	2,225	2,775
τ_p^{fast} (с)	$4,824\cdot10^4$	$1,083\cdot10^5$	$1,077\cdot10^5$	$8,457\cdot10^4$
τ_p^{slow} (с)	$4,698\cdot10^3$	$1,492\cdot10^4$	$2,537\cdot10^4$	$3,233\cdot10^4$
τ_p (с)	$4,218\cdot10^3$	$1,311\cdot10^4$	$2,054\cdot10^4$	$2,338\cdot10^4$

Мы видим из табл. 2, что для бустера вакуумное время жизни минимально для углерода; в основном это время жизни определяется процессом перезарядки; для остальных видов ионов вакуумные потери при номинальных значениях давления и аксептанса камеры малы.

В накопителе (табл. 3) время жизни по вакууму определяется, главным образом, ростом эмиттанса из-за многократного кулоновского рассеяния. Для номинального аксептанса камеры и номинального давления это время жизни, как правило, много больше времени накопления; при уменьшении аксептанса и/или ухудшении давления вакуумные потери могут стать существенными.

2.Вакуумная неустойчивость

Вакуумная неустойчивость под действием ускоренных вторичных ионов впервые наблюдалась в Intersecting Proton Storage Rings (ISR) в CERN (сводка результатов дана в [5]). Вакуумная устойчивость определяется выходом десорбции под действием вторичного иона, κ_{sec}, $\kappa_{sec} = N_{emit}^{sec} / ion$ (здесь N_{emit} - количество эмитированных молекул газа на один падающий вторичный ион). Выход вторичной десорбции зависит от вида падающего вторичного иона, вида выделяющейся из стенки газовой молекулы и состояния поверхности, а также от энергии вторичного иона (в эВ), которая определяется выражением:

$$V \approx 1.5 \cdot 10^{-9} \frac{N_i Z_i}{L} (1 + 2 \ln \frac{b}{a}), \qquad (15)$$

где L - длина орбиты в м, b - размер камеры, a - размер пучка.

Измеренные значения κ_{sec} для различных газов и различных энергий падающих ионов даны в табл. 4 (материал – необработанная нержавеющая сталь). Обработка поверхности может заметно уменьшить этот параметр. Отжиг *In situ* до 300°С в течение 24 часов уменьшает выход десорбции, в среднем, в 3 раза. Более сложная процедура (отжиг в соединении с аргонным тлеющим разрядом, за которым следует дополнительный отжиг *in situ*) приводит к дальнейшему существенному уменьшению κ_{sec}. В интересном для нас диапазоне параметров (с энергией ионов W меньше, чем 0.5 кэВ) коэффициент десорбции для необожженной стали описывается квадратичной функцией:

$$\kappa_{sec}^{0} = \alpha_1 W + \alpha_2 W^2, \qquad (16)$$

где коэффициенты $\alpha_{1,2}$ даны в табл. 4.

Скорость рождения вторичных ионов

$$\frac{dN_{sec}}{dt} = \beta c d \sigma_{ion} N_i, \qquad (17)$$

где парциальное поперечное сечение ионизации σ_{ion}^{m} [6]:

$$\sigma_{ion}^{m} = \frac{Z_i^2 K}{\beta^2} [C + M^2 (\ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2)] \qquad (18)$$

Здесь Z_i - зарядовый номер иона, коэффициенты C и M^2 зависят от вида газа (для азота C=34.8 и M^2=3.7), универсальная константа $K = 1.87 \cdot 10^{-24}$ м^2.

Таблица. 4. Коэффициент десорбции для необожженной нержавеющей стали.

Energy (keV)	H_2	CO	CO_2	CH_4
0.5	4	2.9	1	0.35
1	5.4	4	1.4	0.45
2	7	5.4	1.8	0.6
α_1	10.6	7.6	2.6	0.95
α_2	-5.2	-3.6	-1.2	-0.5

Введем время ионизации $\tau_{ion} = N_i / \frac{dN_{sec}}{dt}$; кроме того, предположим, что при обработке поверхности характер зависимости коэффициента вторичной десорбции от энергии не изменяется; тогда скорость натекания газа из-за этого процесса можно записать в следующем виде:

$$\frac{dN_{sec}}{dt} = \Lambda_{tr} K_{sec}{}^{0}(N_i) \frac{N_i}{\tau_{ion}} \tag{19}$$

В этом уравнении «коэффициент обработки поверхности» Λ_{tr} описывает улучшение ее характеристик при обработке. Времена ионизации для различных типов ионов (предполагается, что состав газа совпадает с SIS18) приведены в табл. 5 (первые три ряда – для бустера, остальные три – для накопительного кольца).

Десорбция под действием вторичных ионов приводит к возникновению вакуумной неустойчивости с временем развития порядка времени откачки. Пороговый ток этой неустойчивости определяется следующей формулой [6]:

$$I_{lim} \eta_{sec}(I_{lim}) = \frac{eZ_i S}{L \cdot \sigma_{ion}}, \tag{20}$$

где S - скорость откачки вакуумной системы, L- длина машины, η_{sec} - коэффициент вторичной эмиссии (как видно из табл. 4, зависящий от энергии ионов, то есть от I_{lim}). Предположим, что эта зависимость совпадает с данными для водорода и необожженной стали, приведенными выше (табл.4); тогда

$$\eta_{sec}(I) = \Lambda_d(\alpha_1 I + \alpha_2 I^2), \tag{21}$$

где $\alpha_1 = 0,76/\beta, \alpha_2 = -0.005/\beta^2$. В Ур. (21) множитель Λ_d описывает подавление десорбции из-за обработки поверхности. Результаты расчетов пороговых параметров даны в табл. 6. Первая цифра соответствует Λ_d=1, вторые цифра (после косой скобки) Λ_d=0.1.

Таблица. 5. Сечения и время ионизации в кольцах ТВН для различных ионов.

Вид ионов	Энергия (МэВ/н)	σ_{ion} (в 10^{-18} см^2)	τ_{ion}(с)
$^{12}C^{+4}$	1.2 (7)	1210	0.175
$^{27}Al^{+11}$	1.2 (7)	9160	0.023
$^{59}Co^{+25}$	1.2 (7)	47000	0.0045
$^{12}C^{+6}$	440	41.8	0.402
$^{27}Al^{+13}$	600	170	0.090
$^{59}Co^{+27}$	660	730	0.021

Таблица. 6. Пороговые параметры для вакуумной неустойчивости в накопителе ТВН.

	$^{12}C^{+6}$, 440 МэВ	$^{27}Al^{+13}$, 600 МэВ	$^{59}Co^{+27}$, 660 МэВ
$I_{lim}\eta_{sec}$ (A)	0,459	0,245	0,118
η_{sec}	0,679/0,207	0,477/0,147	0,332/0,107
I_{lim} (A)	0,676/2,21	0,513/1,67	0,356/1,10
N_{lim}	$(6,08/26)\cdot 10^{11}$	$(2,59/8,44)\cdot 10^{11}$	$(8,48/26,2)\cdot 10^{10}$
Энергия пучка (кДж)	0,513/2,22	0,672/2,19	0,528/1,63

Мы видим, что без подавления десорбции предельная накопленная энергия пучка примерно на 2 порядка меньше проектных параметров ТВН. Подавление десорбции на порядок позволяет в 3-4 раза увеличить предельный ток частиц и предельную накопленную энергию. Для дальнейшего подавления вакуумной неустойчивости возможны следующие меры: 1) увеличение откачной способности вакуумной системы; 2) увеличение энергии накопленных частиц (при этом уменьшается σ_{ion}).

3. Десорбция газа при гибели первичного иона.

В последнее время было обнаружено, что при гибели первичного иона на стенках вакуумной камеры из-за десорбции в камеру может выделяться значительное количество молекул газа (смотри, например, [7]). Натекание молекул в камеру определяется выходом десорбции при падении первичного иона, λ_1, который определяется как

$$\lambda_1 = N_{emit} / ion \qquad (22)$$

Здесь N_{emit} - количество эмитированных молекул газа на один падающий на стенку первичный ион (следует подчеркнуть, что наряду с газом в камеру выделяются и атомы металла, из которого состоит стенка; время жизни этих атомов, однако, пренебрежимо мало из-за их слипания со стенкой). Выход десорбции зависит от вида иона, его энергии, угла падения иона на поверхность вакуумной камеры, состояния этой поверхности и концентрации абсорбированных атомов газа.

В эксперименте в ГСИ получены приблизительно такие данные (все они на ионы с энергией 1.4 ГэВ/нуклон): -ион углерода C^{+2} от 3.5/ион на кремнии до 120/ион на алюминии (10/ион и 50/ион на нержавеющей стали двух разных типов), ион хрома Cr^{+7} от 160/ион на полированной меди до 350/ион на меди, покрытой серебром (300/ион и 240/ион на тех же двух сортах нержавеющей стали), ионы свинца Pb^{+27} дали приблизительно 3000/ион на нержавеющей стали [8].

Механизм этого явления не вполне ясен, и достоверная теория эффекта пока отсутствует. Один из возможных подходов разработан в работе [9], в которой исследована десорбция атомов металла. В этой модели предполагается, что энергия ионизационных потерь нагревает атомы металла, находящиеся внутри трека; температура этих атомов $T \sim \sqrt{\frac{dE}{dx}}$, где $\frac{dE}{dx}$ - электронная удельная ионизация (в эВ/см). Если эта температура больше температуры испарения, то все атомы металла в треке испаряются (вместе с заключенными внутри трека молекулами газов). Подчеркнем, что испарение металла само по себе не опасно: атомы металла, как правило, слипаются со стенкой при попадании на нее, и время их жизни в камере мало. Так или иначе, в рамках этой модели предполагается, что десорбция возрастает с ростом $\frac{dE}{dx}$. Численные прогнозы с помощью этой теории, однако, весьма неопределенны.

Таким образом, мы видим, что измеренные значения λ_1 широко варьируются, а теория не позволяет предсказать коэффициент десорбции с достаточной точностью; поэтому мы в дальнейшем будем рассматривать λ_1 как свободный параметр.

4. Вакуумные потери ионов в бустере

В бустере интенсивность пучка слишком мала, чтобы ускорить вторичный ион до потенциала, вызывающего заметную десорбцию со стенок. Десорбция газа при потере первичного иона, однако, может приводить к росту давления. При численном исследовании системы (1) удобно ввести «нормализованную интенсивность» ионного пучка $X_i = N_i / N_i^0$ (N_i^0 - число инжектированных частиц) и нормализованное давление $Y = P / P_0 = N / N_0$ (P_0 - номинальное давление газа в

рабочем режиме, N_0 - соответствующее число молекул газа в камере). Предположим, что основные потери, не связанные с давлением, имеют место во время инжекции (при захвате частиц в режим ускорения); тогда Ур.(1) можно записать в следующей форме:

$$\begin{cases} \dfrac{dX}{ds} = \begin{cases} -K_{los}\delta(s) - \dfrac{XY}{f\tau_p(s)}, s \le s_{ac} \\ 0, s_{ac} \le s \le 1 \end{cases} \\ \dfrac{dY}{ds} = -\Lambda(s)\dfrac{dX}{ds} - \dfrac{Y-1}{f\tau_{pump}} \end{cases} \tag{23}$$

Здесь $s = t/T_0$, $T_0 = 1/f$ (f - частота повторения циклов бустера); $\Lambda(s) = \lambda_1(s)N_i^0/N_0$; коэффициент K_{los} описывает «быстрые» потери частиц сразу после инжекции; $s_{ac} = t_{ac}/T_0$, где t_{ac} - время ускорения,. Эту систему уравнений следует решать со следующими начальными условиями: $X(0)=1$, $Y(0) = Y(1)$.

Известно, что сечение перезарядки $\sigma_{chex} \approx \sigma_{chex}{}^0 \dfrac{\beta(0)}{\beta(s)}$. Учитывая Ур. (4) и пренебрегая всеми процессами, кроме перезарядки, найдем, что время жизни на газе не зависит от времени ($\tau_p(s) \approx \tau_p(0)$). Зависимость коэффициента десорбции от времени неизвестна; можно ожидать, что он падает при ускорении (ввиду уменьшения ионизационных потерь с ростом скорости иона). В дальнейших расчетах предполагается, что этот коэффициент также не зависит от времени ($\Lambda(s) = \Lambda_0$).

Для иллюстрации рассмотрим поведение системы для следующего набора параметров (углерод): $N_0 = 5\cdot10^{13}$, $\tau_{pump} = 3$с, $N_i^0 = 10^{11}$, $\tau_p(0) = 1$с, K_{los}=0,8, $\lambda_1(0)$=300, f=0.5Гц, s_{ac}=0,5. Типичные зависимости безразмерного тока и безразмерного давления от времени приведены на рис.1,2 . Из рис. 2 мы видим, что модуляция давления в течение цикла мала; таким образом, десорбция приводит, в основном, к увеличению среднего давления Y_{av}. Это упрощение позволяет сделать простую оценку среднего давления и потерь частиц. Интегрируя систему (23) по s и полагая, что $Y = Y_{av}$, найдем, что доля ускоренных частиц X_{ac} определяется следующим алгебраическим уравнением:

$$X_{ac} = (1 - K_{los})\exp[-s_{ac}/f\tau_p(0) - C_d(1 - X_{ac})] \tag{24}$$

где $C_d = \Lambda(0)\tau_{pump}s_{ac}/\tau_p(0)$. При этом среднее давление

$$Y_{av} = 1 + Af(1 - X_{ac}) \tag{25}$$

где $A = \tau_{pump}\Lambda(0)$.

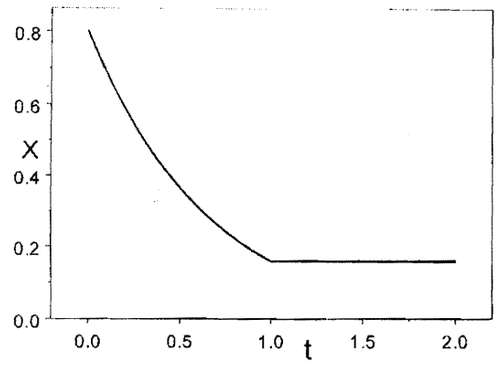

Рис. 1. Зависимость нормализованной интенсивности от времени.

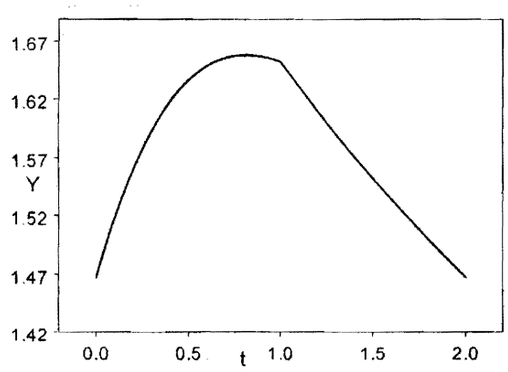

Рис. 2. Зависимость нормализованного давления от времени.

При увеличении частоты повторения циклов $s_{ac} / f\tau_p(0) \to 0$, и при заданном значении K_{los} потери частиц определяются параметром C_d., не зависящем от f. Физика этого эффекта проста: с ростом f среднее давление растет из-за десорбции пропорционально f; время ускорения, однако, падает как f^{-1}, что приводит к независимости вакуумных потерь от частоты повторения циклов при $f \to \infty$. График зависимости $X_{uc}(C_d)$ для двух значений K_{los} приведен на Рис. 3. Эта кривая может использоваться для расчета потерь, если $s_{ac} / f\tau_p(0) << 1$.

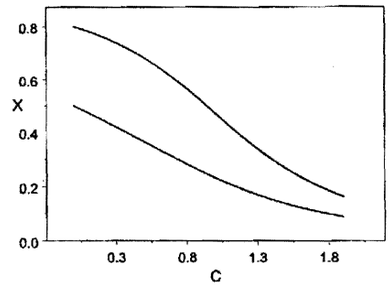

Рис. 3. График зависимости $X(C_d)$; верхняя кривая - K_{los}=0,2, нижняя кривая - K_{los}=0.5.

Для иллюстрации влияния частоты повторения циклов рассмотрим численный пример, соответствующий данным выше параметрам. Графики зависимости нормализованной интенсивности и нормализованного давления от периода бустера T_0 даны на Рис. 4,5 (пунктирная кривая - $\lambda_1(0)$=100, сплошная кривая: $\lambda_1(0)$=300). Из рисунков мы видим, что интенсивность бустера и нормализованное давление падают при увеличении T_0.

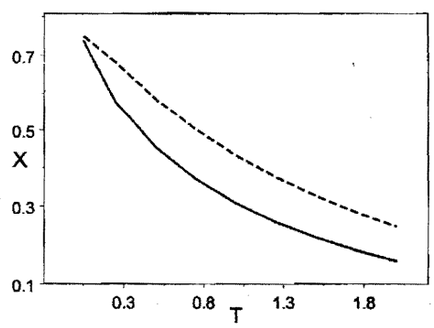

Рис.4. Зависимость нормализованной интенсивности от T_0.

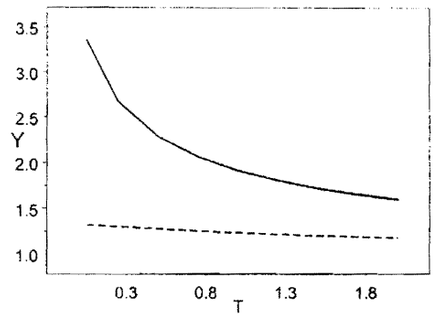

Рис.5. Зависимость нормализованного давления от T_0.

5. Вакуумные эффекты в накопителе

В накопителе ввиду высокой интенсивности накопленного пучка добавляется новый физический процесс: вакуумная неустойчивость из-за десорбции под действием вторичных ионов, который и вносит основные ограничения на количество накопленных частиц. При анализе этого эффекта удобно нормализовать интенсивность на $N_{\lim}$ - пороговую интенсивность для вакуумной неустойчивости. «Сглаженная» безразмерная система уравнений для нормализованной интенсивности и нормализованного давления имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \dfrac{dX}{ds} = \dfrac{\Delta N_i}{N_{\lim}}(1-K_{los}) - (\dfrac{1}{n_0} + \dfrac{Y}{\tau_p f})X \\ \dfrac{dY}{ds} = \kappa_1(\dfrac{\Delta N_i}{N_{\lim}} - \dfrac{dX}{dn}) + \dfrac{1}{f\tau_{pump}}\{1 - Y[1 - \dfrac{\kappa_2(X)X}{\kappa_2(1)}]\} \end{cases}, \qquad (26)$$

где $X = N_i / N_{\lim}$, $Y = P / P_0$, $\tau = \dfrac{t}{T_0}$. В Ур. (26) ΔN_i - число ионов, инжектированных за цикл; n_0 - число циклов, которые пучок живет в камере при идеальном вакууме; K_{los} - доля частиц, потерянных при инжекции; $\kappa_1 = \dfrac{\lambda_{prim} N_{\lim}}{N_0}$. Для квадратичной аппроксимации $\dfrac{\kappa_2(X)}{\kappa_2(1)} = X\dfrac{(1+\alpha X)}{1+\alpha}$, где $\alpha = \dfrac{\alpha_2 I_{\lim}}{\alpha_1}$.

Анализ данных по вакуумному времени жизни показывает, что, как правило, в зоне вакуумной стабильности вакуумными потерями в накопителе можно пренебречь ($\tau_p = \infty$). Тогда нормализованная интенсивность определяется формулой:

$$X = \frac{\Delta N_i n_0}{N_{\lim}}[1 - \exp(-\frac{n}{n_0})] \qquad (27)$$

Давление при этом растет; при $n >> n_0$ $X \to X_{st}, Y \to Y_{st}$, где

$$X_{st} = \frac{\Delta N_i n_0 (1 - K_{los})}{N_{\lim}}, Y_{st} = \frac{1 + \lambda_1 f \tau_{pump} \Delta N_i / N_0}{1 - K_2(X_{st}) X_{st} / K_2(1)} \qquad (28)$$

Числитель в выражении для стационарного давления Y_{st} определяет рост давления из-за натекания газа при гибели ионов, знаменатель- рост давления из-за приближения к порогу вакуумной неустойчивости. Рассмотрим численный пример для кобальта: n_0=200, f=10 Гц, K_{los}=0,1, ΔN_i=10^9, τ_{pump}=3.6с, $N_{\lim} = 2,6 \cdot 10^{11}$. Коэффициент первичной эмиссии $\lambda_1 = 10^3$, α=0. Подставляя данные, найдем, что X_{st}=0,693, Y_{st}=2,15. Если X_{st} приближается к единице или превосходит ее, необходимо численно решать систему (26).

Эта система решалась с помощью программы "MATHCAD" для начальных условий X (0) =0, Y (0) =1. На рис. 6, 7 приведены результаты этого решения для ΔN_i=10^{10}, $\tau_p = 5 \cdot 10^4$ (остальные данные соответствуют приведенному выше численному примеру). Из рисунков мы видим, что давление увеличивается более чем в 10 раз при интенсивности, в два раза превышающей пороговое значение. При $X_{\max}$=2,7 интенсивность достигает максимума ($X_{\max}$=2,7) и затем начинает уменьшаться; давление при этом увеличивается более чем на 3 порядка из-за развития вакуумной неустойчивости.

На первый взгляд, кажется, что рост давления не опасен, если он не приводит к гибели пучка. Однако, при росте давления пропорционально увеличивается скорость натекания электронов в камеру и, соответственно, концентрация электронного облака [10]. Рост концентрации электронного облака может привести к развитию двухпучковой неустойчивости, нагреву камеры и другим вредным эффектам.

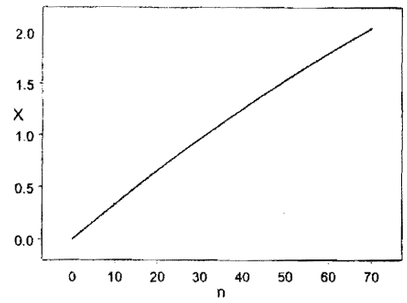

Рис. 6. Зависимость нормализованной интенсивности $X = N / N_{lin}$ от числа циклов инжекции.

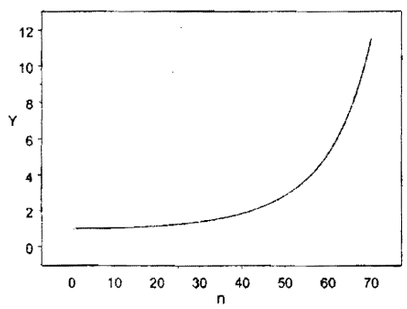

Рис. 7. Зависимость нормализованного давления $Y = P / P_0$ от числа циклов инжекции.

6. Заключение.

Таким образом, выполненный анализ позволяет сделать следующие выводы:

- Вакуумные потери в бустере, в основном, определяются процессом перезарядки (сечение перезарядки максимально для углерода). Для остальных видов ионов вакуумные потери малы.
- В бустере при увеличении частоты повторения импульсов десорбция из-за гибели первичных ионов приводит к росту давления. Вакуумные потери при этом уменьшаются из-за сокращения времени ускорения, и при $f \to \infty$

интенсивность бустера стремится к некоторому максимальному значению, зависящему от коэффициента десорбции λ_1.

- В накопителе основной проблемой является вакуумная неустойчивость, возникающая в интенсивных пучках из-за десорбции на вторичных ионах; при интенсивности, превышающей пороговое значение, давление в камере начинает быстро возрастать.

Для получения проектной интенсивности в ТВН необходимо тщательно исследовать работу вакуумной системы накопителя. Необходимо уточнить состав газа, измерить значения коэффициентов десорбции на первичных и вторичных ионах, улучшить обработку поверхности камеры и, возможно, резко увеличить откачную способность системы. Следует также тщательно изучить теоретически (и, если возможно, экспериментально) влияние электронного облака на динамику частиц.

Литература

1. N. Alexeev, V.Balanutsa et. al. Laser and Particle Beams, 20, p.385-391, (2002).
2. K. Scheidenberger, http:// www.aix.gsi.de/~scheid/scheidenberger.html
3. Kox et al, Physics Letters, Vol. 159B, 18 (1985).
4. Physical Review D, v.50, №3, p.1253, (1994).
5. R. Collins, O. Grobner et. al., LHC Project Report 312, (1999).
6. F. Baconnier, CAS, CERN-85-19, p.267, (1985).
7. E. Mahner, J. Hansen et al, "Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams", v. 6, 013201 (2003).
8. Dr. H. Kollmus (GSI), private communication.
9. Yu. Cheblukov, A. Didyk et al, Vacuum, 66, p.133, (2002).
10. P. Zenkevich, N. Mustafin, O. Boine-Frenkenheim, "Proceedings of ECLOUD'02", CERN-2002-001, p.91, Geneva, 2002.

Подписано к печати 28.11.03 Формат 60 X 90 1/16
Усл. печ. л.1,0 Уч.-изд. л. 0,7 Тираж 93 экз. Заказ 19-03
Индекс 3649

Отпечатано в ИТЭФ, 117218, Москва, Б. Черемушкинская, 25