

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ АН СССР ПО ПРОБЛЕМАМ УСКОРЕНИЯ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

B381.1  
B.85

ТРУДЫ  
ПЯТОГО ВСЕСОЮЗНОГО  
СОВЕЩАНИЯ  
ПО УСКОРИТЕЛЯМ  
ЗАРЯЖЕННЫХ  
ЧАСТИЦ

*(Дубна, 5-7 октября 1976)*

Том I



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
Москва 1977

СЕССИЯ Б-1  
ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

39. НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ЭЛЕКТРОННОМУ ОХЛАЖДЕНИЮ

Г.И. Будкер, А.Ф. Булушев, Н.С. Диканский, В.И. Кононов, В.И. Куделайнен,  
И.Н. Мешков, В.В. Пархомчук, Д.В. Пестриков, А.Н. Скринский, Б.Н. Сухина

Институт ядерной физики СО АН СССР

Первый цикл исследований по электронному охлаждению был закончен в ИЯФ СО АН СССР в мае 1975 г. Основные результаты, полученные к этому времени [1-3], оказались в хорошем согласии с теоретическими представлениями, развитыми в работах [4,5]. В январе 1976 г. закончена модернизация экспериментальной установки и начат следующий этап исследований.

Модернизация накопителя НАП-М была направлена в первую очередь на улучшение вакуумных условий. В вакуумных камерах квадрантов магнитной системы были смонтированы испарители сорбционных насосов, позволившие производить распыление титана по всей длине камер. В установке с электронным пучком введены прогретая вакуумная камера, сорбционные насосы на участке охлаждения и в "плечах" установки, где расположены электронная пушка и коллектор, а также значительно увеличена скорость откачки в электронной пушке и введено масляное охлаждение катодного узла пушки, что уменьшило гажение ее "теплых" элементов. Диаметр катода был увеличен до 20 мм, из-за чего импрегнированный катод заменен оксидным. По-прежнему использован электронный подогрев катода. Введение дополнительного запирающего электрода в коллекторе позволило сохранить высокую эффективность рекуперации ( $\Delta J_e / J_e < 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $U_{колл} = - 2$  кВ) при увеличенном до 40 мм диаметре входного отверстия коллектора. На концах участка охлаждения были помещены две пикап-станции, позволившие измерять координаты центра тяжести сгруппированного протонного и модулированного электронного пучков с точностью лучше 0,5 мм. В середине участка охлаждения были установлены сетки очистки электронного пучка от ионов и измерительные пластины для контроля ионного тока и, следовательно, вакуума на участке встречи. При токе электронов 400 мА ионный ток насыщения составлял 20 нА, что соответствует вакууму на участке встречи  $7 \cdot 10^{-9}$  Торр и среднему вакууму в накопителе около  $5 \cdot 10^{-10}$  Торр. Система индикации протонного пучка была дополнена измерителем распределения плотности протонного пучка по радиальной координате (метод магнитоной струи [3]).

Типичные параметры эксперимента приведены в таблице.

Установившийся размер протонного пучка был измерен наиболее надежно по размеру пучка нейтральных атомов водорода, образующихся на участке охлаждения в результате радиационной рекомбинации протонов с электронами [1-3]. Атомы водорода, выведенные через аппендикс вакуумной камеры, регистрировались ядерной фотоэмульсией. Размеры "изображения" на фотоэмульсии  $a_N$  и протонного пучка  $a_p$  на участке охлаждения однозначно связаны через геометрические размеры и  $\beta$  - функции накопителя. Пересчетом  $a_N$  в  $a_p$  и получено приведенное в таблице значение протонного пучка. Ему соответствует температура электронов в системе частиц

[3,4]

## Т а б л и ц а

Типичные параметры эксперимента и результаты по охлаждению протонов

Энергия протонов	65 МэВ
Энергия электронов	35 КэВ
Диаметр катода электронной пушки	20 мм
Ток электронов $J_e$	0,1 + 0,8 А
Ток протонов $J_p$	20 + 100 мкА
Средний вакуум	$5 \cdot 10^{-10}$ Торр
Установившийся размер (диаметр) протонного пучка в середине промежутка	0,47 мм
Время охлаждения ( $J_e = 0,8$ А) $\tau_e$	83 мсек
Время жизни протонов в режиме охлаждения	более 8 часов
Эффективная температура электронов	0,25 эВ
Удельный поток нейтральных атомов водорода ( $\frac{dN}{dt} / J_e J_p$ )	$80 \text{ А}^{-1} \text{ мкА}^{-1} \text{ сек}^{-1}$

$$T_e = 0,23 \pm 0,07 \text{ эВ.}$$

Поток нейтральных атомов водорода составлял  $2 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$  при  $J_e = 0,4$  А и  $J_p = 80$  мкА. Такой скорости рекомбинации соответствует температура электронов в системе частиц [6]

$$T_e = 0,24 \pm 0,06 \text{ эВ.}$$

(При оценке  $T_e$  по скорости рекомбинации учтена несимметрия функции распределения электронов:  $T_{||} \ll T_e$ , см. ниже).

Продольная сила трения  $F_{||}$  измерялась с помощью методики, применявшейся в работе [3], - по скорости изменения среднего радиуса орбиты протонов в охлажденном пучке после малого скачкообразного изменения энергии электронов:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\psi R}{\rho} \eta F_{||}, \quad (1)$$

где  $\rho$  - импульс протона;  $\psi R$  - искажение орбиты при единичном отклонении импульса от равновесного значения;  $\eta$  - доля орбиты, занятая электронным пучком. В данной работе подобные измерения производились с помощью датчика радиального распределения плотности (вертикальная магневая струя). Зависимость  $F_{||}$  от разности средних скоростей протонов и электронов  $\Delta V_e$  (вносимой скачком энергии) подтвердила представления о "сплюсненном" распределении электронов по скоростям [3]: экспериментальные значения  $F_{||}(\Delta V_e)$  хорошо совпадают с расчётными (рис.1, сплошная кривая), полученными для распределения электронов по скоростям в системе частиц в форме тонкого диска с размерами

$$\begin{aligned} \text{"радиус диска"} \Delta V_{\perp} &\sim \sqrt{T_e/m} \\ \text{"толщина диска"} 2\Delta V_{||} &\sim 2\sqrt{T_{||}/m}, \quad T_{||} = \frac{T_k^2}{2\gamma^2\beta^2 mc^2} \approx \frac{T_k^2}{4W} \Big|_{\beta \ll 1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $T_{||}$ ,  $T_e$  - "продольная" и "поперечная" температуры электронов в системе частиц;  $W$ ,  $\beta c$  - кинетическая энергия и скорость электронов в лабораторной системе;  $T_k$  - эффективная температура катода, включающая, кроме истинной температуры термоэмиссионного катода  $T_k^0$ , также пульсации и шумы источника напряжения, наводки и т.п. [3]:

$$T_k = T_k^0 + e\Delta U. \quad (3)$$

Выражение для силы трения [5]

$$\vec{F} = - \frac{4\pi e^4 L n_e}{m} \int d^3 v_e f_e(\vec{v}_e) \frac{(\vec{v}_p - \vec{v}_e)}{|\vec{v}_p - \vec{v}_e|^3} \quad (4)$$

содержит два свободных параметра: температуру электронов, характеризующую функцию распределения  $f_e(\vec{v}_e)$ , и произведение кулоновского логарифма столкновений  $L$  на плотность электронов  $n_e$ . Подгонкой по методу наименьших квадратов для

$$f_e(\vec{v}_e) = \delta(v_{||}) \begin{cases} 1, & v_{||} \leq \Delta v_{||} \\ 0, & v_{||} > \Delta v_{||} \end{cases} \quad (5)$$

получено:

$T_e = 0,28 \pm 0,06$  эВ,  $L_{||} n_e = 2,2 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>.  
 Для  $j_e = 0,3$  А/см<sup>2</sup> это даёт  $n_e = 2 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>,  $L_{||} = 11$ .  
 Измерения  $F_{||}(\Delta v_{||})$  были проведены также в условиях искусственно увеличенной "толщины диска", для чего энергия электронов модулировалась переменным напряжением  $U_m = 30$  В с частотой 500 Гц. Результаты (рис.1, пунктирная кривая) показывают, что "толщина диска" действительно возрастает до значения

$$\Delta v_{||} = \frac{e U_m}{\gamma m \beta c} \quad (6)$$

(сравни (2)). Здесь  $e$ ,  $m$  - заряд и масса электрона.

Наиболее интересные экспериментальные результаты получены при измерении времени охлаждения  $\tau_e$  (времени затухания бетатронных колебаний протонов). Использовалась методика, описанная в [2,3]: в предварительно охлажденном пучке протонов ударом инфлектора возбуждались бетатронные колебания и регистрировалось (с помощью измерителя плотности) нарастание плотности пучка во времени под действием электронного охлаждения. Время охлаждения вычислялось ЭВМ, работавшей в режиме *on-line* с измерителем плотности. В диапазоне значений электронного тока 0,1+0,8 А время охлаждения уменьшалось пропорционально  $J_e^{-1}$  и составляло 83 мсек при  $J_e = 0,8$  А.

Полученные результаты оказались существенно лучше ожидаемых согласно [4,5] для электронного пучка со средней плотностью тока порядка 0,1+0,2 А/см<sup>2</sup>. Поэтому были проведены измерения распределения плотности тока в электронном пучке по сечению газа под действием пучка. Результаты денситометрирования фотографий (атмосфера гелия, давление  $3 \cdot 10^{-5}$  Торр, ток 0,4 А) представлены на рис.2. Там же показаны зависимости потока нейтральных атомов водорода и времени охлаждения от положения протонного пучка внутри электронного. Все три кривые имеют ярко выраженные максимумы с примерно совпадающей шириной. Плотность тока достигает значения  $j_e = 0,3$  А/см<sup>2</sup> при полном токе 0,4 А (вместо ожидавшихся 0,13 А/см<sup>2</sup>). Тем не менее, остается различие примерно на порядок с результатами предыдущих работ [2,3] ( $\tau_e = 5$  сек при  $j_e = 0,13$  А/см<sup>2</sup>).

Оценки температуры электронов, приведенные выше, дают хорошо совпадающие результаты. Трудности возникают при попытке сопоставления экспериментального значения времени охлаждения с теоретическим, соответствующим температуре  $T_e = 0,25$  эВ. Единственный свободный параметр, содержащийся в выражении для  $\tau_e$  [4,5] - кулоновский логарифм столкновений для передачи импульса от протона электронам в поперечном направлении - пришлось бы принять равным, по порядку величины, 200, что явно несостоятельно. Измерения зависимости времени охлаждения от "толщины диска" в экспериментах с модуляцией энергии электронов дали неожиданно резкую зависимость  $\tau_e$  от  $\Delta v_{||}$  (6). Оказалось, что  $\tau_e$  возрастает вдвое при увеличении  $T_{||}$  всего лишь до  $2 \cdot 10^{-3}$  эВ (рис.3). С ростом амплитуды модуляции и, соответственно,

$\Delta v_n$  и  $T_n$  значение  $\tau_e$  приближается к расчётному значению  $\tau_n$ , полученному для силы (4) и "сплюсненного" распределения  $f_e(v_e)$ . Это свидетельствует, по-видимому, о более сложном характере поведения силы трения в пучке с "заманчивыми" электронами и весьма малым разбросом продольных скоростей частиц ( $\Delta v_n/v_n \lesssim 10^{-3}$ , см. (2)).

Эксперименты по ускорению протонов электронами, описанные в [1], были повторены. Удалось достичь увеличения энергии протонов с 65 МэВ до 86 МэВ за время порядка 200 сек без существенной потери частиц.

При охлаждении сгруппированного пучка протонов наблюдалось сжатие сгустка до установившегося размера  $\Delta \ell \approx 5$  м (периметр НАП-М 47 м). Измеренное при этом время охлаждения  $\tau_e$  оказалось равным 0,5 сек при  $J_e = 0,4$  А. Более детальные исследования не проводились.

В экспериментах были обнаружены эффекты, носящие, по-видимому, коллективный характер. При возбуждении бетатронных колебаний протонов предварительно охлажденного пучка сразу же после удара инфлектора происходило быстрое (с характерным временем, меньшим времени разрешения измерителя плотности 0,015 сек) затухание колебаний до некоторого промежуточного значения амплитуды, а затем медленное, с характерным временем  $\tau_e$ , затухание до установившегося значения. С ростом протонного и электронного токов значение промежуточной амплитуды (при фиксированной начальной) уменьшалось. Так, при  $J_e = 400$  мА,  $J_p = 50$  мкА промежуточная амплитуда составляла 1/3 начальной, равной 3 мм, а время  $\tau_e$  составляло 0,17 сек.

К этому же кругу явлений следует, видимо, отнести наблюдавшуюся неустойчивость протонного пучка в режиме охлаждения: при  $J_p \approx 60$  мкА,  $J_e \approx 200$  мА с характерным временем порядка 50 мсек возникала и исчезала самопроизвольная бунчировка пучка, сопровождавшаяся увеличением его поперечного размера. Неустойчивость исчезала при уменьшении протонного тока до уровня 40 мкА.

Специальный интерес для приложений представляет электронное охлаждение тяжелых частиц низких энергий (порядка МэВ) [2,3]. При этом, однако, может оказаться, что температура катода принципиально не позволяет получить достаточно "холодный" электронный пучок:

$$\frac{\Delta v_e}{\beta c} \approx \sqrt{\frac{T_k}{2W}} \sim 10^{-2}. \quad (7)$$

Были проведены пробные эксперименты по охлаждению протонов низкой энергии на установке НАП-М при следующих значениях параметров:  $W_p = 1,4$  МэВ (энергия инжекции),  $W_e = 760$  эВ,  $J_e = 4$  мА. Наблюдались все основные эффекты электронного охлаждения: уменьшение поперечных размеров протонного пучка, резонансное увеличение его времени жизни, увлечение протонов электронами при изменении энергии последних.

## Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Т.П, стр.309.М., "Наука", 1975.
2. G.L.Budker, Ya.S.Derbenev et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-22, 5, 2093 (1975); Атомная энергия, 40, № 1, 49 (1976).

3. G.I.Budker, N.S.Dikansky et al. Experimental study of electron cooling. Particle Accelerators; препринт ИФ СО АН СССР 76-33, Новосибирск, 1976.
4. Г.И.Будкер. Атомная энергия, 22, № 2, 346 (1976).
5. Ya.S.Derbenev, A.N.Skrinsky. Kinetics of electron cooling. Particle Accelerators;
6. И.Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., "Мир" 1976.

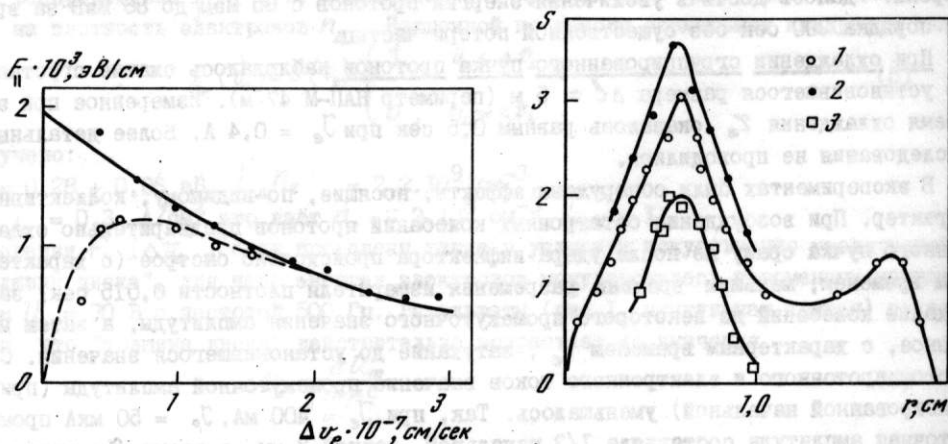


Рис. 1. Зависимость продольной силы трения от разности средних скоростей протонов и электронов, вносимой скачкообразным изменением энергии электронов

Расчет - сплошная линия; точки - эксперимент; крестики - эксперимент с модуляцией энергии электронов

Рис. 2. Сопоставления результатов измерений распределения плотности электронов  $j_e$  по радиусу и зависимости времени охлаждения  $\tau_e$  и потока нейтральных атомов водорода  $dN/dt$  от положения протонного пучка внутри электронного

1 -  $j_e \times 10, \text{А/см}^2$ ; 2 -  $1/\tau_e, \text{сек}^{-1}$ ; 3 -  $dN/dt, \text{кГц}$

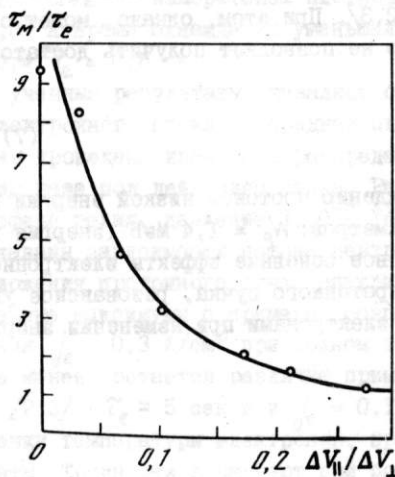


Рис. 3. Зависимость отношения расчетного значения времени охлаждения  $\tau_M$  к экспериментальному  $\tau_e$  от разброса продольных скоростей электронов  $\Delta V_{\parallel}$  (в единицах разброса поперечных скоростей  $\Delta V_{\perp}$ )

## 42. ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М

И.Б.Вассерман, И.А.Кооп, В.П.Кутовой, А.П.Лысенко, С.И.Мишнев,  
А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов, В.Г.Шамовский

Институт ядерной физики СО АН СССР

Эксперименты по физике высоких энергий со встречными электрон-позитронными пучками на накопительном кольце ВЭПП-2М [1] были начаты в 1974 году. В течение 1975 и 1976 годов проведён цикл экспериментов в диапазоне энергий от  $2 \times 300$  МэВ до  $2 \times 670$  МэВ, в частности, в области  $\psi$  - мезонного резонанса. Значительная часть времени работы накопителя была посвящена изучению радиационной поляризации, экспериментам на поляризованных пучках, а также использованию синхротронного излучения для прикладных исследований.

В течение этого времени велись работы по изучению эффектов встречи и увеличению светимости [2] - важнейшего параметра установки. В докладе обсуждаются некоторые экспериментальные результаты этих исследований.

Максимальная светимость была получена при энергии 620 МэВ и составила на одно место встречи  $1,5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Ниже приведено сравнение светимости накопителя ВЭПП-2М с другими установками при энергии 510 МэВ ( $\psi$  - мезон).

Adone	ВЭПП-2	АСО	ВЭПП-2М
$\sim 1 \cdot 10^{28}$	$2 \cdot 10^{28}$	$1 \cdot 10^{29}$	$1,2 \cdot 10^{30}$

### I. Описание установки ВЭПП-2М (рис.1)

Инжектором электронов и позитронов является бустерный накопитель ВЭПП-2. Средняя скорость накопления позитронов в кольцо ВЭПП-2М составляет 1,5 мА/мин, максимальный ток позитронов 35 мА, электронов 140 мА. Перевод пучков из одного кольца в другое обычно идёт на энергии эксперимента, очередная порция частиц добавляется через каждые 10-15 минут. Поэтому эксперимент идёт практически непрерывно, а средняя светимость оказывается близкой к максимальной. Контроль положения равновесной орбиты, размеров пучков и изучение динамики пучков ведётся по синхротронному излучению, выводимому через 14 окон. Измерение светимости ведётся по двойному тормозному излучению. Для управления комплексом и первичной обработки информации (например, получение значения светимости или положения равновесной орбиты) используется ЭВМ М-6000.

Накопитель имеет 4 экспериментальных промежутка с малой вертикальной  $\beta_z$  - функцией. В обычном режиме в экспериментальном промежутке  $\beta_z = 5 + 6$  см,  $\beta_x = 40-50$  см.

### II. Наблюдаемые когерентные нестабильности

Ограничения на величину светимости в первую очередь связаны с возможностью накопления достаточного числа частиц в каждом пучке. В режиме одного сгустка наблюдались два типа нестабильностей.

Продольная когерентная неустойчивость дипольного типа. Возникновение таких неустойчивостей обычно обусловлено взаимодействием пучка с элементами вакуумной камеры, в частном случае, с паразитными модами ускоряющего резонатора. Соответствующей перестройкой высших гармоник резонатора специально предназначенными для этой цели пробниками неустойчивость была подавлена.

Вертикальная когерентная неустойчивость наблюдалась только при отрицательной хроматичности  $E \frac{\partial \nu}{\partial \epsilon}$ . Порог составлял несколько миллиампер. При введении положительной хроматичности неустойчивость не наблюдалась.

Радиальные когерентные связанные колебания были обнаружены в режиме двух пучков. Неустойчивость проявлялась в значительном (3-5 раз) увеличении радиальных размеров пучков при токах больших 3 мА x 3 мА. При этом датчики положения центров тяжести сгустков регистрировали одновременное возбуждение когерентных радиальных колебаний. В определённой области токов даже в том случае, когда неустойчивость не развивается самостоятельно, её можно было инициировать кратковременной радиальной раскачкой внешним полем. В диапазоне токов (0,3-8) мА это удавалось, если произведение токов превышало 2 мА<sup>2</sup>. Описываемая неустойчивость наблюдалась при встрече сгустков в любом из возможных мест встречи и практически не зависела от частоты бетатронных колебаний. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что механизм неустойчивости не связан со взаимодействием сгустков с каким-либо сосредоточенным элементом вакуумной камеры. Неустойчивость наблюдалась лишь при отрицательной хроматичности, что указывает на существенную роль однооборотных эффектов в механизме её развития. Неустойчивость была подавлена введением дополнительного быстрого затухания посредством согласования радиальных электродов, расположенных внутри вакуумной камеры.

### III. Светимость. Ограничения из-за некогерентных эффектов встречи

Светимость установки со встречными пучками, рассчитанная на одно место встречи, равна

$$L = \frac{K N_1 N_2}{S_{эфф}} f_0, \quad (1)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  - число частиц в сгустке каждого пучка;  $K$  - число сгустков в одном пучке;  $S_{эфф}$  - эффективная площадь поперечного сечения пучков в месте встречи;  $f_0$  - частота обращения.

Если поперечные размеры пучков одинаковы и распределения плотности гауссовские с дисперсиями  $\sigma_x^2$  и  $\sigma_z^2$ , то  $S_{эфф} = 4\pi\sigma_x\sigma_z$ , а максимальные сдвиги бетатронных частот, соответствующие колебаниям с малыми амплитудами, равны [3]

$$\Delta\nu_{z,z} = \frac{KNz_e \beta_{z,z}}{\pi \gamma \sigma_{z,z} (\sigma_x^2 + \sigma_z^2)}. \quad (2)$$

Здесь предполагается, что встреча добовая, число мест встречи  $2K$ , длина сгустка меньше величины  $\beta_z$  - функции,  $z_e$  - классический радиус электрона.

Если изменение фазы бетатронных колебаний между соседними местами встречи

$$M_0 = \frac{\pi \nu}{K} \text{ близко к целому кратному от } \pi, \text{ то}$$

$$\Delta\nu = \frac{K}{\pi} \left( \sqrt{1 + \frac{2\pi \Delta\nu_0}{K} \text{ctg} M_0} - 1 \right) \text{tg} M_0 \quad (3), \text{ где}$$

$\Delta\nu_0$  - сдвиг частоты бетатронных колебаний, вычисленный по формуле (2) линейного приближения. Из (3) следует, что если  $\text{ctg} M_0 \gg 1$ , то величина  $\Delta\nu < \Delta\nu_0$ . При двух местах встречи это означает, что частота бетатронных колебаний выбрана чуть выше целого значения.



Ограничение на величину светимости обычно связано с достижением порогового значения сдвигов частот бетатронных колебаний за счёт взаимодействия частиц с полем встречного пучка. Описываемые ниже эксперименты проводились с частотами близкими к значениям  $\nu_z = 3,086$ ,  $\nu_z = 3,06$ . Выбор этих значений обусловлен, во-первых, желанием работать чуть выше целых резонансов в области, далёкой от мощных нелинейных резонансов 3,4,5 порядков, во-вторых, тем, чтобы рабочая точка для малых колебаний, смещающаяся из-за встречного пучка, не пересекала линейного резонанса связи  $\nu_z = \nu_z$ .

Величина сдвига частот бетатронных колебаний может быть получена из непосредственных измерений частоты малых бетатронных колебаний. Рис.2 иллюстрирует хорошее совпадение таких измерений (экспериментальные точки) с расчётом из соотношений (1) - (3). Пунктирная кривая показывает соответствующее линейное приближение (2).

Было проведено измерение максимального сдвига  $\Delta \nu_z (max)$ , начиная с которого увеличивается поперечный размер. Полученные результаты для различных пар мест встречи приведены ниже:

Место встречи	$\beta_z (см)$	$\beta_z (см)$	$\sigma_z (мм)$	$\sigma_z (мм)$	$\Delta \nu_z (max)$
1	5,8	39	0,008	0,25	0,05
2	334	415	0,06	0,73	0,04
3	158	268	0,041	0,58	0,04
4	154	25	0,041	0,21	0,04

Видно, что  $\Delta \nu_z (max)$  практически не зависит от величины  $\beta_z$  - функции в местах встречи. Небольшое отличие в месте с малой  $\beta_z$  - функцией, по всей видимости, связано с различием формы поперечного сечения пучков. В месте встречи 1 пучок "более плоский", и следовательно, характер зависимости поля пучка от вертикальной координаты более линейный, чем для "круглого" пучка.

Максимальное значение светимости было получено при условии, когда начальные вертикальные размеры пучков были подавлены специальными повернутыми квадрупольными [4], а самосогласованное увеличение вертикальных размеров в (2-3) раза происходило за счёт эффектов встречи. Если же такие размеры создать связью, то светимость была меньше (рис.3). Пунктирные кривые экстраполируют значение светимости на область больших токов, если бы размеры пучков не увеличивались.

Ниже приведены значения светимости для различных энергий:

E (МэВ)	380	510	560	620	670
$L (10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1})$	0,25	1,2	1,4	1,5	1

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер и др. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр.313. М., "Наука", 1975.
2. И.Б.Вассерман и др. Изучение эффектов электромагнитного взаимодействия встречных пучков в накопителе ВЭШ-2М. Препринт ИЯФ СОАН СССР 76-81, Новосибирск, 1976.
3. F. Amman. Int. Conf. on High-Energy Accel. CERN (1971) p 471.
4. И.Б.Вассерман и др. Настоящий сборник, доклад № 80.

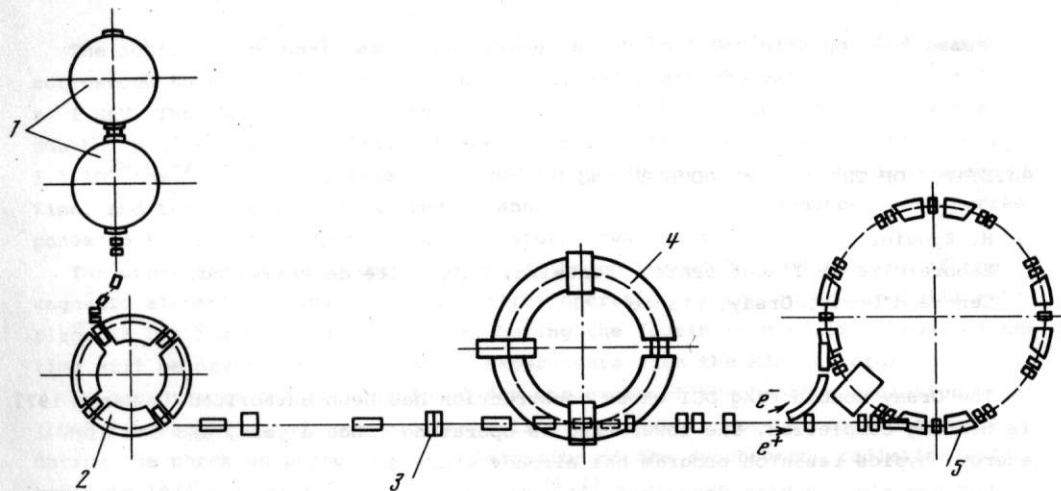


Рис. 1. Схема комплекса ВЭПП-2М

1 - инжектор; 2 - синхротрон Б-3М; 3 - параболические линзы и конверторы; 4 - накопительная дорожка ВЭПП-2; 5 - магнитная секция накопителя ВЭПП-2М

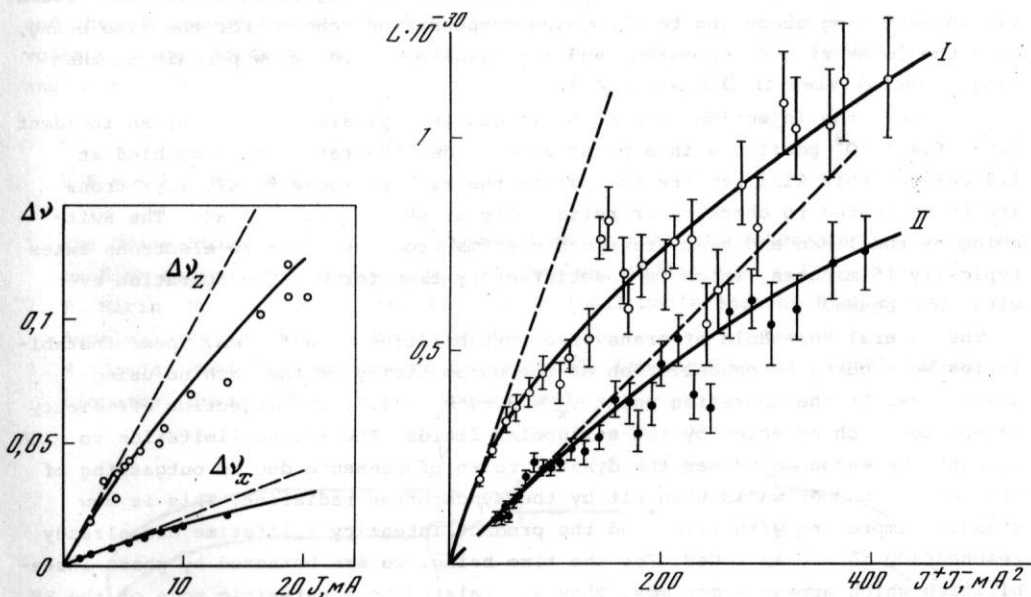


Рис. 2. Зависимость сдвигов частот бетатронных колебаний от тока встречного пучка

$$\nu_z = 3,0861; \nu_x = 3,0586; I_{\text{уд}} = 0,94 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{МА}^{-2}$$

Рис. 3. Зависимость светимости от произведения токов при энергии 510 МэВ для подавленного вертикального размера (I) и увеличенного вертикального размера (II)

## 45. ПОЛУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ НОВОГО МЕХАНИЗМА РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

Институт ядерной физики СО АН СССР

Рассмотрен способ получения продольной поляризации без искажения орбиты пучка, в котором радиационная поляризация полностью обязана поляризирующему механизму, обнаруженному авторами ранее (1973 г.). В прямолинейный промежуток накопителя вводится постоянное продольное магнитное поле, поворачивающее спин на пол-оборота вокруг скорости. При этом в противолежащем промежутке равновесная поляризация направлена вдоль скорости. Степень поляризации может достигать  $62 \pm 67\%$ .

Эффект радиационной самополяризации ультрарелятивистских электронов и позитронов в однородном магнитном поле был обнаружен А.А.Соколовым и И.М.Терновым в 1963 г. Дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования радиационной поляризации в неоднородных полях показали, что, при выполнении определённых требований, в реальных накопителях обеспечивается высокая степень поляризации. В обычных ситуациях с малыми отклонениями направления магнитного поля от аксиального излучение поляризует частицы поперек скорости (вдоль поля). Для физики высоких энергий большой интерес представляет также получение продольно-поляризованных пучков.

В работах [1,2] было показано, что в накопителях и ускорителях можно получать (вводя дополнительные поля) любое требуемое направление поляризации  $\vec{n}_s(\theta)$  в заданном месте орбиты (с азимутом  $\theta$ ), динамически устойчивое в наименьшей степени, чем при движении в почти аксиальном магнитном поле. Простейшими примерами получения продольной поляризации являются способы, в которых поворот спина осуществляется радиальным магнитным полем, введенным в прямолинейный промежуток с последующим восстановлением ориентации спина (и орбиты) на выходе из промежутка [2]. Здесь поляризацию обеспечивает обычный механизм прямого взаимодействия спина с излучением, ориентирующий спин на основном участке вдоль ведущего поля.

Исследование радиационных эффектов в произвольных неоднородных полях показало, что самополяризация может иметь место и в накопителях с большими отклонениями направления равновесной поляризации  $\vec{n}_s(\theta)$  на основных участках от аксиального. При этом обнаружен дополнительный эффективный механизм радиационной поляризации, вообще отсутствующий в почти постоянном по направлению магнитном поле [3]. Эффект имеет классическую интерпретацию и обязан зависимости силы радиационного торможения от спина. В случаях, когда направление  $\vec{n}_s$  не совпадает с осью вращения скорости, это направление  $\vec{n}_s$ , вследствие зависимости от траектории частицы, оказывается резонансным образом промодулированным (с частотой прецессии спина). Это приводит к появлению декремента (инкремента) угла между спином и  $\vec{n}_s$ . В определённых ситуациях, когда обычный эффект самополяризации полностью отсутствует, описанный механизм может обеспечить высокую степень поляризации.

Рассмотрим пример получения продольной поляризации, в котором радиационная поляризация полностью обязана этому новому механизму. Пусть в накопителе имеются два противоположащих прямолинейных промежутка I и II. Введем в промежуток I продольное магнитное поле  $H_{\nu}$  на длине  $\ell$ , поворачивающее спин на повороты вокруг скорости. Требуемая величина поля равна (для электронов и позитронов)

$$\ell H_{\nu} = 26 \cdot 10^{-6} \gamma \text{ Гс.м,}$$

где  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор. Равновесная устойчивая поляризация  $\vec{n}_s$ , согласно общему результату работы [1], является периодическим решением уравнения движения спина частицы на замкнутой орбите, которое существует и единственно. Нетрудно проверить, что периодическим будет движение спина, ориентированного в промежутке II вдоль скорости. На основных участках вектор  $\vec{n}_s(\theta) = \vec{n}_s(\theta + 2\pi)$  поперечен к ведущему полю, причем его ориентация в плоскости орбиты зависит от энергии [2]. Любое другое движение спина на равновесной орбите представляет собой прецессию вокруг  $\vec{n}_s$ . Дробная часть средней частоты этой прецессии  $\nu$  в рассматриваемом примере равна 1/2 (в единицах частоты обращения частиц в накопителе) независимо от энергии ( $\nu = 1/2$ ). В этом нетрудно убедиться, проследив за движением спина, поперечного к  $\vec{n}_s$  и направленного на основном участке вдоль ведущего поля: спин через оборот частицы оказывается перевернутым.

Поперечные к  $\vec{n}_s$  движения спинов частиц из-за разброса траекторий в пучке размешиваются и поляризация пучка оказывается направленной вдоль  $\vec{n}_s(\theta)$ . Интересно отметить, что в этом примере движение спина динамически даже более устойчиво, чем в обычной ситуации однонаправленного магнитного поля: все спиновые резонансы, в том числе и с бетатронными гармониками, фактически становятся невозможными, ибо резонанс означал бы одновременно неустойчивость и орбитального движения.

Общий анализ радиационной поляризации, с учетом всех существенных поляризующих и деполяризующих факторов при движении в накопителях с произвольными полями, приведен в работах [3-5]. В нерезонансной ситуации степень равновесной поляризации  $\zeta$  и время ее установления  $T$  определяются формулами [3]:

$$\zeta = \alpha_- / \alpha_+ \quad ; \quad T = \alpha_+^{-1} ;$$

$$\alpha_- = -\frac{\hbar}{c^6} \left( \frac{e}{mc} \right)^2 \gamma^5 \langle |\dot{\vec{v}}|^2 [\vec{v} \dot{\vec{v}}] (\vec{n} - \gamma \frac{\partial \vec{n}}{\partial \gamma}) \rangle ; \quad (1)$$

$$\alpha_+ = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{\hbar}{c^6} \left( \frac{e}{mc} \right)^2 \gamma^5 \langle |\dot{\vec{v}}|^3 \left[ 1 - \frac{2}{9} \left( \frac{\vec{n} \dot{\vec{v}}}{v} \right)^2 + \frac{11}{18} \left( \gamma \frac{\partial \vec{n}}{\partial \gamma} \right)^2 \right] \rangle .$$

Здесь скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение вдоль орбиты;  $\vec{n}$  — направление оси прецессии спина, являющееся функцией координат и импульса и определяемое с учётом отклонения траектории частицы от равновесной. На равновесной орбите  $\vec{n} = \vec{n}_s$ . Отклонение  $|\vec{n} - \vec{n}_s|$  мало и может быть найдено по теории возмущений [4]. В формулах (1) члены, не содержащие  $(\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)$ , описывают прямое воздействие излучения на спин [6, 17]. Член в  $\alpha_+$ , пропорциональный  $(\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)^2$ , учитывает деполяризующее воздействие хаотических скачков траектории, возникающих из-за квантовых флуктуаций излучения [7, 47]. Наконец, член с  $(\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)$  в  $\alpha_-$  соответствует дополнительному механизму радиационной поляризации [3, 5]. В однородном магнитном поле  $\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma = 0$ ,  $\vec{n}_s = -[\dot{\vec{v}} \dot{\vec{v}}] / v \dot{\vec{v}}$  и равновесная степень поляризации равна 92%.

В рассматриваемом примере на основном участке направление  $\vec{n}_s$  поперечно к ведущему полю ( $\vec{n}_s, [\dot{\vec{v}} \dot{\vec{v}}] = 0$ ) и прямое действие излучения на спин не может поляризовать пучок. Степень равновесной поляризации определяется формулой

$$\zeta = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\langle |\dot{v}|^2 [\dot{v}\dot{v}] r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r} \rangle}{c \langle |\dot{v}|^3 [1 - \frac{2}{9}(\bar{n}\frac{\partial \bar{n}}{\partial r})^2 + \frac{11}{18}(r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r})^2] \rangle} \quad (2)$$

Величина  $r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r}$  определяется фокусирующей системой накопителя. В области невысоких энергий ( $r \leq 2/(q-2) \approx 10^3$ )  $|r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r}| \leq 1$ . При больших энергиях, вообще говоря,  $|r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r}| \sim r(q-2) \gg 1$ . Однако, специальным выбором фокусирующей системы можно уменьшить  $|r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r}|$  до величины порядка единицы и обеспечить высокую степень равновесной поляризации.

Исследование формулы (2) на экстремум показывает, что максимум степени по параметру  $r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r}$  лежит в области 62 + 67%. При этом вектор  $r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r}$  на основном участке направлен вдоль ведущего поля и по величине равен

$$\left| r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r} \right| = \left[ \frac{2}{11} \left( 8 - \frac{\sin \phi}{\phi} \right) \right]^{1/2},$$

где  $\phi = \pi(q-2)r$  - угол поворота спина вокруг вертикального направления на основном участке накопителя.

Рассмотрим, например, жесткофокусирующий накопитель со следующими свойствами магнитной системы. Выберем показатель спада поля на участках с вертикальным полем равным единице ( $R \frac{\partial H}{\partial H} = 1$ ) и фокусирующие элементы в промежутках между этими участками такими, чтобы угловые отклонения  $\chi'$  (в плоскости орбиты) на входе и выходе из каждого промежутка были одинаковыми, за исключением участка с введенным продольным полем. В этом участке вводятся дополнительные элементы, компенсирующие  $\chi - \chi'$  связь, вносимую продольным полем, и обеспечивающие вертикальное направление  $r \frac{\partial \bar{n}}{\partial r}$  на основном участке. В такой системе можно также обеспечить динамическую и радиационную устойчивость орбитального движения. Для степени равновесной поляризации получаем

$$\zeta = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\frac{\pi}{2} \sin \frac{\phi}{2}}{\frac{8}{9} - \frac{\sin \phi}{9\phi} + \frac{11}{18} \frac{\pi^2}{4} \sin^2 \frac{\phi}{2}}.$$

При энергиях, когда  $\sin^2 \frac{\phi}{2} = \frac{8}{11\pi^2} \left( 8 - \frac{\sin \phi}{\phi} \right)$ , достигается максимальная степень поляризации, а время поляризации становится примерно в два раза меньше, чем в накопителе без продольного поля.

Описанный способ удобен тем, что продольная поляризация осуществляется в другом промежутке на всей его длине, без искажений равновесной орбиты.

#### Л и т е р а т у р а

1. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ДАН СССР, 192, 1255 (1970), Sov.Phys.Dokl., 15, 583 (1970).
2. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 2-70 (1970).
3. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ 64, 1918 (1973); Sov.Phys.JETP, 37, 968 (1973).
4. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ 62, 430 (1972).
5. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ДАН СССР 217, 311 (1974).
6. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ 58, 1695 (1970).
7. В.Н.Байер, Ю.Ф.Орлов. ДАН СССР 165, 783 (1965).

46. МЕТОД ОПЕРАТИВНОГО ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ СИ

В.Н.Корчуганов, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, В.Ф.Пиндюрин, А.Н.Скринский, М.А.Шеромов, В.Б.Хлестов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Возможность постановки разнообразных экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках во многом определяется знанием абсолютной энергии частиц в накопителе. Простой способ определения энергии частиц по результатам измерений величины магнитного поля вдоль траектории  $E = \frac{e}{2\pi} \oint H(s) ds$  требует большого количества датчиков и практически трудно реализуем для накопителей со сложной структурой магнитной системы (скажем наличие участков с совмещенными функциями, имеющими большие значения  $H$  и  $\partial H / \partial x$ ). Предложенный в ИЯФ СО АН СССР метод определения энергии по измерению частоты прецессии спина электрона в магнитном поле [1] обладает рекордной точностью ( $\delta E / E \sim 2 \cdot 10^{-5}$ ), но требует поляризованных пучков частиц. В данной работе предложен и экспериментально проверен метод оперативного измерения энергии электронов (позитронов) в накопителе, использующий характерные особенности спектра синхротронного излучения.

**Метод.** Синхротронное излучение (СИ) является классическим, точно рассчитываемым эффектом [2,3], свойства которого определяются двумя основными параметрами - энергией электронов  $E$  и величиной магнитного поля  $H$  в точке излучения. Выражение для спектральной мощности излучения для одного электрона, отнесенной к единичному интервалу длин волн в окрестности  $\lambda$  и проинтегрированное по вертикальному углу, имеет вид

$$P(\lambda, E, H) = A E^4 H^3 G(\gamma), \quad (1)$$

где  $G(\gamma) = \gamma^3 \int_{\gamma}^{\infty} K_{5/3}(x) dx,$  (2)

$$\gamma = \lambda c / \lambda, \quad \lambda c = \alpha / E^2 H, \quad \alpha = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{mc^2}{e} \right)^3. \quad (3)$$

$K_{5/3}$  - функция Макдональда,  $A = \text{const}$ . На рис.1 показан график зависимости величины  $\Delta I_{\lambda} = P(\lambda, E, H) \cdot \Delta \lambda$  от  $E$  (при  $E = eHR, R = \text{const}$ ). В области длин волн  $\lambda \gg \lambda c, \Delta I_{\lambda}$  не зависит от  $E$ . В другом предельном случае  $\lambda \ll \lambda c$  имеется резко выраженная зависимость  $\Delta I_{\lambda}$  от  $E$ :

$$\Delta I_{\lambda} \propto H^{1/2} E^{-1} \lambda^{-5/2} \exp(-\alpha / HE^2 \lambda) \cdot \Delta \lambda. \quad (4)$$

Именно этот факт используется для определения энергии частиц, поскольку из (4) видно, что величина  $\frac{1}{\Delta I_{\lambda}} \frac{d(\Delta I_{\lambda})}{dH}$  однозначно определяется энергией частиц, величиной магнитного поля в точке излучения и длиной волны. Допуская, что энергия частиц в накопителе пропорциональна магнитному полю в точке излучения, при  $\gamma \gg 1$  легко получить

$$E = \left[ \frac{3\alpha}{H^2 \lambda} / \left( \frac{1}{\Delta I_{\lambda}} \frac{d(\Delta I_{\lambda})}{dH} \right) \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Для получения нужной точности при определении энергии мы пользовались точными, а не асимптотическими формулами для интенсивности СИ, а также считали что энергия электронов в малом интервале по полю представима в виде

$$E_j = E_i + \kappa(\Delta H_{ij}), \quad (6)$$

где  $i, j = 1, 2, 3$  - номера точек;  $E_i$  - энергия электронов, соответствующая полю  $H_i$  в месте излучения;  $\Delta H_{ij} = H_j - H_i$  - шаг по полю. Оценки показывают, что при изменении поля  $\Delta H_{ij}/H_i \sim 5 \cdot 10^{-2}$  член, пропорциональный  $(\Delta H_{ij})^2$  в (6), даёт относительную ошибку в энергии  $< 10^{-3}$ .  $E_i$  и  $\kappa$  подлежат определению уже из системы уравнений.

Если считать, что измерительный прибор регистрирует  $\gamma$  - кванты с длиной волны  $\lambda$  в некотором диапазоне длин волн  $\Delta \lambda$  и в угловом интервале  $\Delta \vartheta \gg \psi_2(\lambda)$  - характерной ширины углового распределения, то мощность излучения, регистрируемая прибором, описывается выражением

$$I_3(\lambda, E, H) = \delta(\lambda) \cdot J \cdot \Delta I_\lambda, \quad (7)$$

где  $J$  - ток электронов в накопителе;  $\delta(\lambda)$  - коэффициент, зависящий от пропускной способности монохроматора (коэффициента отражения от кристалла), эффективности регистрации прибора, поглощения в фольгах и т.д. Тогда система уравнений для определения  $E$  и  $\kappa$ , в которую не входит известный с плохой точностью коэффициент  $\delta(\lambda)$ , имеет вид

$$\frac{\Delta I_\lambda(\lambda, E_1, H_1)}{\Delta I_\lambda(\lambda, E_2, H_2)} = \frac{I_{31} \cdot J_2}{I_{32} \cdot J_1}; \quad (8)$$

$$\frac{\Delta I_\lambda(\lambda, E_2, H_2)}{\Delta I_\lambda(\lambda, E_3, H_3)} = \frac{I_{32} \cdot J_3}{I_{33} \cdot J_2}.$$

Система (8) легко разрешается относительно  $E_1$  и  $\kappa$  методом итераций при подстановке в нее измеренных значений  $H_i, J_i, I_{3i}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) в трёх точках по полю и с учётом (6).

Из (5) можно получить оценку на точность измерения энергии  $\langle \delta E/E \rangle$ . Измерения величин  $J, I_3, H, \lambda$  проводились с относительными точностями:  $\delta J/J \sim 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\delta I_3/I_3 \sim 10^{-3}$ ,  $\delta H/H \sim 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $\delta \lambda/\lambda \sim 2 \cdot 10^{-4}$ . С учётом этих данных, при  $E = 1600$  МэВ,  $H = 8,5$  кГс,  $\lambda = 1,38$  А ( $\gamma \approx 7$ ) и при шаге  $\Delta H/H \approx 0.035$ , оценка даёт  $\langle \delta E/E \rangle \leq 10^{-3}$ .

**Постановка и результаты эксперимента.** Синхротронное излучение выводится из плоской части одного из заворачивающих магнитов через канал с фольгами из бериллия (общей толщиной  $\sim 300$  мкм) [4]. Пучок СИ падает на кристалл монохроматора под углом  $\vartheta$ . Отражённый от кристалла луч с длиной волны, определяемой условием Брэгга  $\lambda = 2d \sin \vartheta$ , попадает в сцинтиллятор (пластмасса NE-102), световые вспышки в котором регистрируются ФЭУ. Сигнал с выхода ФЭУ пропорционален падающей на него интенсивности (см. (7)). По вертикали пучок СИ не коллимуруется. Коллимация в радиальном направлении осуществляется щелью. Выставка рабочей длины волны  $\lambda_0 = 1.38043$  А ( $E_\gamma = 8,98$  кэВ) осуществлялась по К-краю поглощения меди. В эксперименте в качестве монохроматора использовался кристалл кремния (плоскость 0111) с полированной поверхностью (межплоскостное расстояние  $d = 3,1354$  А,  $\Delta \lambda/\lambda_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$ ). Механизм поворотного устройства обеспечивает выставку угла  $\vartheta_0 = 12^\circ 40'$  с точностью  $\delta \vartheta = 7''$  ( $3,4 \cdot 10^{-5}$  рад), что соответствует  $\delta \lambda/\lambda \sim 1,5 \cdot 10^{-4}$ .

Схема эксперимента приведена на рис.2.

Измерение интенсивности проводилось с помощью ФЭУ-93 со стабилизированным коэффициентом усиления. Долговременная стабильность коэффициента усиления контролировалась с помощью радиоактивного изотопа с  $E_{\gamma} \approx 6$  кэВ и была не хуже 0,1% в течение 1 часа. Приемное окно ФЭУ было закрыто от видимого света бериллиевой фольгой и защищено от фонового излучения свинцовым экраном с отверстием. Сигнал с ФЭУ измерялся с помощью прецизионного цифрового вольтметра (вольтметр "Липа", разработан в ИЯФ), обеспечивающего точность измерения  $2,5 \cdot 10^{-5}$ .

Магнитное поле измерялось с помощью датчика ЯМР с точностью  $\delta H/H \approx 2 \cdot 10^{-5}$ .

Эксперимент полностью автоматизирован. Управление экспериментом, — процесс настройки длины волны и поиск ЯМР, считывание информации, статистическая обработка результатов измерений и решение системы уравнений, аналогичной системе (8), — осуществляется с помощью ЭВМ ODRA - I325.

Процесс измерения энергии заключался в следующем. После подъема энергии частиц в накопителе до  $E_0 \approx 1580$  МэВ ( $\lambda_c \sim 10$  А,  $\lambda_0 \sim 1,38$  А,

$\gamma \sim 7 \gg 1$ ) проводилось измерение магнитного поля, а потом одновременно измерялись интенсивность и ток (что необходимо для правильной нормировки) с усреднением по 50 + 100 измерениям в точке. Затем делался шаг по энергии и процедура повторялась до получения необходимого количества данных. Вычисление энергии осуществлялось по формулам, не учитывающим свойства кристалла, поляризацию излучения, зависимость углового разброса пучка  $e^-$  от энергии, что могло бы дать некоторую поправку к величине абсолютной энергии.

Для проверки метода описанная процедура измерения энергии проводилась при разных частотах обращения частиц (для ВЭПП-3  $f_0 = 4,0302$  МГц). При этом знак и величина изменения энергии вполне соответствовали ожидаемым значениям, вычисленным по формуле  $\Delta E/E = -\alpha^{-1} \Delta f/f$ . В эксперименте получено  $\alpha^{-1} = 17 + 19$  (против расчётного значения 15). Повторяемость результатов в разных заходах по измерению энергии на уровне  $\delta E/E \sim 2 \cdot 10^{-3}$  (шаг  $\Delta H/H = 0,06$ ), что вполне согласуется с оценками. При измерении по двум точкам (допущение:  $R = \text{const}$ ) вычисленная энергия, соответствующая конечной точке первого шага, систематически была выше вычисленной начальной энергии второго шага. Разница составляла  $(E_{1k} - E_{2n})/E_{1k} \sim (1+2) \cdot 10^{-3}$ . Причина ее возникновения может заключаться в неточности описываемой функции, в изменении  $R$ , в неоднородности выпускной бериллиевой фольги. При многократных измерениях, когда магнитное поле накопителя менялось по частному циклу гистерезиса ( $(\Delta H/H)_{\text{max}} \sim 0,2$ , 2+6 шагов), что позволило многократно (4-6 раз,  $\tau_{\text{ж}} \sim 5$  час.) проходить одни и те же точки по полю (энергии), проявлялся гистерезисный характер зависимости  $E$  от  $H$  на уровне  $\delta E/E \sim 2 \cdot 10^{-3}$ . Время, затрачиваемое на измерение энергии по двум точкам  $\sim 6$  мин, по трём — 9 мин. Контроль за величиной ошибки при измерении энергии данным методом будет осуществляться по измерению частоты прецессии спина электрона в магнитном поле ВЭПП-3.

#### Л и т е р а т у р а

1. Дербенев Я.С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР. 76-64, Новосибирск, 1976.
2. Schwinger J., Phys. Rev., 75, 1912 (1949).
3. Сб. "Синхротронное излучение" под ред. А.А.Соколова и И.М.Тернова, М., "Наука" 1966.
4. "Использование синхротронного излучения накопителя ВЭПП-3 для рентгено-структурных исследований" (ИЯЭ и ИЯФ) Препринт ИАЭ-2385, М. — Новосибирск, 1974.



Рис. 1. Зависимость спектральной мощности СИ  $\Delta I_{\lambda} = P \cdot \Delta \lambda$  (в относительных единицах) от энергии электронов  $E$  при фиксированной длине волны  $\lambda$  ( $\lambda = \frac{4\pi R}{3\lambda}^{1/3}$ )  
 $= 1,38043 \text{ \AA}$ ;  $R = 6,15 \text{ м}$ ;  $E_{кр} = mc^2 \left( \frac{4\pi R}{3\lambda} \right)^{1/3}$

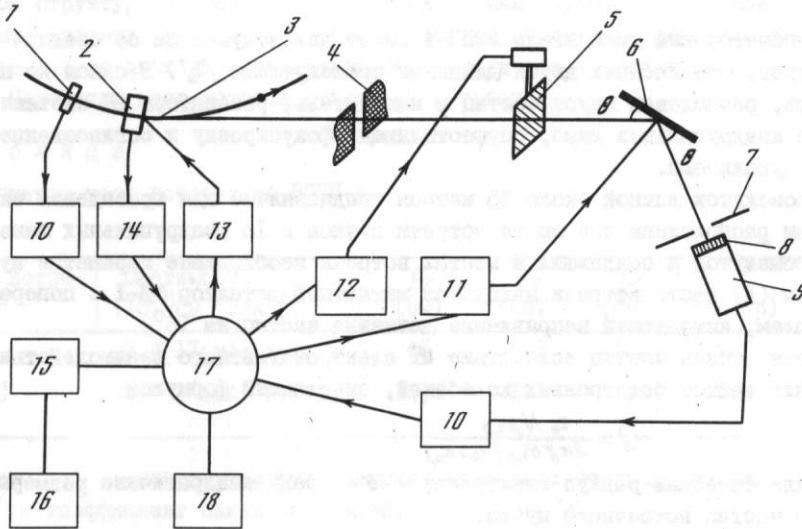
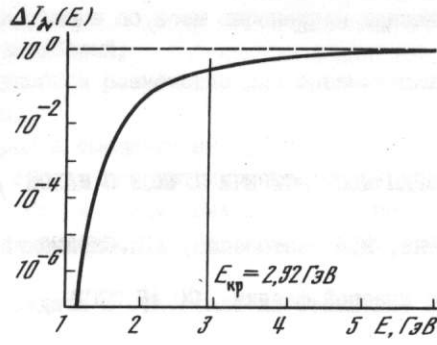


Рис. 2. Схема эксперимента по измерению энергии электронов на накопителе ВЭПП-3

- 1 - токовый пикап 2 - датчик ЯМР; 3 - точка излучения; 4 - коллиматор по радиусу; 5 - шторка из медной фольги; 6 - кристалл монохроматор; 7 - свинцовый экран; 8 - сцинтилятор; 9 - ФЭУ; 10 - вольтметр; 11 - ЦАП-реле управления углом  $\theta$ ; 12 - ЦАП-реле управления шторкой; 13 - блок настройки ЯМР; 14 - частотомер; 15 - видеостон; 16 - цифрочасть; 17 - дисплей; 18 - ЭВМ "Одра - 1325"

#### 47. ОРГАНИЗАЦИЯ МЕСТ ВСТРЕЧИ ПУЧКОВ С МАЛОЙ $\beta$ -ФУНКЦИЕЙ НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭШ-4

А. А. Жоленц, И. Я. Протопопов, А. Н. Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

Электрон-позитронный накопитель ВЭШ-4 имеет два полукольца со средним радиусом 45,5 метров, соединенных двумя длинными промежутками [1]. В одном из них, длиной 40 метров, расположен впуск частиц в накопитель, резонаторы ВЧ системы и четыре дублета квадрупольных линз, осуществляющих фокусировку и согласование промежутка с полукольцами.

Второй промежуток длиной около 55 метров предназначен для проведения экспериментов. В нем расположены три места встречи пучков и 15 квадрупольных линз, согласующих промежутки и создающих в местах встречи необходимые параметры пучков. В центральном (А) месте встречи находится магнитный детектор МД-1 с поперечным магнитным полем, изменяющий направление движения частиц на  $16^\circ$ .

При встрече пучков частиц вследствие их электромагнитного взаимодействия имеет место сдвиг частот бетатронных колебаний, выражаемый формулой:

$$\Delta Q = \frac{z_e N \beta_{1,2}}{2\pi \gamma \sigma_{1,2} (\sigma_1 + \sigma_2)},$$

где  $z_e$  — классический радиус электрона;  $\sigma$  — среднеквадратичные размеры пучка;

$N$  — число частиц встречного пучка.

Допустимый сдвиг частот обычно лежит в пределах 0,02–0,1 [2, 3]. Этот эффект ограничивает светимость накопителя. Максимальная светимость накопителя при ограничении ( $\Delta Q_1 = \Delta Q_2 = \Delta Q$ ) для случая одного сгустка электронов и позитронов запишется в виде

$$L_{max} = \frac{\pi \epsilon_0 \gamma^2 \Delta Q^2 f_0}{z_e^2} \left( \frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2} \right),$$

где  $\pi \epsilon_0$  — поперечный фазовый объем пучка.

Требуемое число частиц при этом равно

$$N = \frac{2\gamma \Delta Q \pi \epsilon_0}{z_e}$$

При таком числе электронов и ограничении количества позитронов светимость выражается формулой

$$L = \frac{N^2 \Delta Q \gamma f_0}{2 z_e \beta_2}$$

Таким образом, светимость накопителя определяется значениями  $\beta$ -функций в месте встречи. Минимальные величины  $\beta$ -функций, в свою очередь, ограничиваются требуемой апертурой в ближайших к месту встречи линзах и влиянием их нелинейностей.

Основная трудоемкость в задаче организации мест встречи заключается в выборе такой структуры промежутка (расположения квадрупольных линз и их сил), которая обеспечила бы:

а) необходимый набор параметров  $\beta_1, \beta_2, \alpha_1, \alpha_2, \psi, \psi'$  во всех местах встречи А, В и С;

- б) согласование промежутка с полукольцами по всем параметрам движения;  
 в) требуемые частоты бетатронных колебаний;  
 г) приемлемую апертуру линз и их удобное размещение для организации экспериментальных участков необходимой длины.

Ввиду несимметрии входных параметров и смещения на 2,3 метра МД-1 от середины промежутка оказалось удобным разбить его на две части: симметричную часть – включающую 12 квадрупольных линз, симметрично расположенных относительно центрального места встречи, и симметризирующую часть – оставшиеся три линзы, примыкающие к полукольцам.

Такое разбиение упростило решение задачи и облегчило изготовление экспериментального промежутка.

Выбор структуры промежутка проводился оптимизирующей программой *VEPD*, которая решает задачу методом случайного поиска с выбором направления и шага.

Выбранный вариант экспериментального промежутка и огибающие пучка показаны на рис.1. Параметры мест встречи приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Параметры мест встречи на ВЭПП-4

Место встречи	Светимость ( $10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ )	$\beta_z$ (см)	$\beta_x$ (см)	$\psi$ (см)	$l$ (метр)	$I^-$ (мА)
А	2,1 $I^+$ (мА) Е(ГэВ)	46	223	100	9,5	1,6КВ <sup>3</sup>
В, С	6,7 $I^+$ (мА) Е(ГэВ)	16,5	195	15	2,8	1,8КВ <sup>3</sup>

Здесь  $l$  – длина участков встречи, свободных от квадрупольных линз;

$K$  – коэффициент связи колебаний,  $K^2 = \epsilon_z / \epsilon_x$ ;  $I^-$  – требуемый электронный ток.

Максимальная светимость в боковом месте встречи показана на рис.2. При больших энергиях светимость ограничена ВЧ-мощностью, вкладываемой в пучки. В расчетах принято  $4Q = 0,05$ .

Уменьшая  $\beta_z$  в местах встречи до 10–15 см, можно, с потерей вертикального фазового объема накопителя, поднять светимость до  $L = 10^{29}$  Е (ГэВ) на 1 мА позитронного тока. Это возможно, если осуществить перестройку фокусирующей системы промежутка после накопления пучков, как это было предложено в [4, 57].

Для уменьшения электромагнитного взаимодействия пучков орбиты  $e^+$  и  $e^-$  могут разводиться с помощью электростатических пластин. Достаточное их количество позволяет проводить эксперименты в произвольном месте встречи, а также в любой их комбинации, разводя пучки в неиспользуемых местах встречи, в том числе и на противоположном азимуте. Разведение орбит осуществляется по вертикали на величину  $\geq 10 \sigma_z$ , для этого на максимальной энергии требуется приложить к пластинам разность потенциалов не более 50 кВ.

Предусмотрена возможность многоструктурной работы. При определенной кратности длин бетатронной и ВЧ-волн искажением орбиты электростатическими пластинами вне полуколец можно так разместить возможные места встречи вдоль искаженной орбиты, чтобы на всем кольце оказалось хорошее разведение пучков.

Например, при 224 гармонике ВЧ в ВЭПП-4 можно развести таким способом 32 возможных места встречи 16 ступков, если их равномерно расположить по кольцу в каждой четырнадцатой сепаратрисе. При этом максимальное искажение орбиты лишь вдвое больше величины разведения пучков.

При  $N$  сгустках и разведении их во всех местах встречи, кроме одного, максимальная светимость увеличивается в  $N$  раз при сохранении сдвига частоты бетатронных колебаний. Это оказывается особенно полезным на малых энергиях, когда ограничение светимости определяется только поперечным фазовым объемом пучка.

Многосгустковый режим работы с разведением ненужных мест встречи удобен, когда мощность, отдаваемая резонатором в пучок, сравнима с запасенной в нем мощностью. Большое число частиц в одном сгустке вызывает сильное уменьшение напряжения ВЧ-резонатора в момент пролета сгустка, что приводит к искажению потенциальной ямы и нарушению режима автофазировки. Распределение того же числа частиц на много сгустков позволяет этот эффект значительно уменьшить. Сохранение светимости при этом обеспечивается разведением пучков.

Авторы выражают благодарность за многочисленные полезные обсуждения Г.И.Будкеру, А.П.Онучину, В.А.Сидорову, Г.М.Тумайкину, Г.Н.Кулипанову, С.И.Мишневу, Н.А.Мезенцеву, Е.А.Переведенцеву, В.П.Приходько.

### Л и т е р а т у р а

1. A.N.Skrinsky, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, NO.3, 756 (1973).
2. И.Б.Вассерман и др. Получение высокой светимости на ВЭПП-2М. Настоящий сборник, доклад № 42.
3. F.Ampian, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, NO.3, 756 (1973).
4. Status report on electron-positron storage ring VEPP-3.  
The VIII inter. conf. on High Energy Accel. CERN, 1971.
5. Г.Н.Кулипанов и др. Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 2-4 октября 1972г.), т.1, стр.324.М., "Наука", 1973.

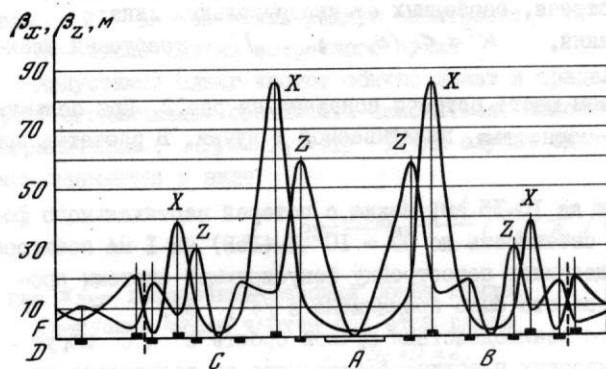


Рис. 1. Экспериментальный промежуток ВЭПП-4

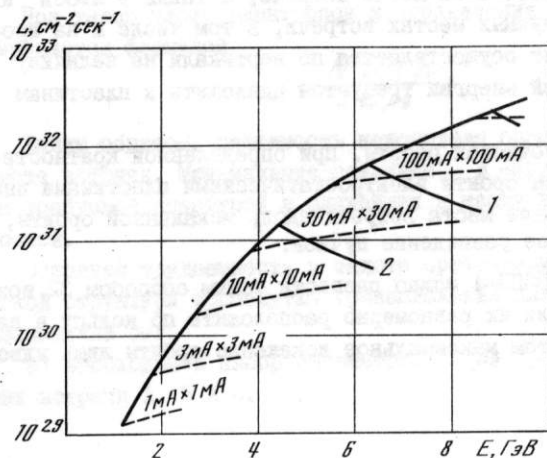


Рис. 2. Максимальная светимость накопителя ВЭПП-4  
1 - 1000 кВт ВЧ - мощности в пучках;  
2 - 100 кВт

## 48. ВАКУУМНЫЕ СИСТЕМЫ НАКОПИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЯФ СО АН СССР (ОБЗОР)

В.В.Анашин

Институт ядерной физики СО АН СССР

В институте в настоящее время работают три ускорительно-накопительных комплекса: ВЭПП-3 (рабочая энергия  $2 \times 2,2$  ГэВ) [1], ВЭПП-2М ( $2 \times 0,67$  ГэВ) [2] - установки со встречными электрон-позитронными пучками и накопитель протонов НАП-М [3]. Строится и должен быть запущен в начале 1977 года электрон-позитронный накопитель ВЭПП-4 (энергия  $2 \times 8,5$  ГэВ) [4].

Вакуумные системы всех накопительных колец должны обеспечивать достаточное время жизни пучков и приемлемый уровень фона в области их взаимодействия. Для выполнения этих требований среднее давление в вакуумных камерах должно быть  $10^{-8} + 10^{-11}$  мм рт.ст.

Наряду с обычными проблемами, возникающими при создании больших сверхвысоковакуумных установок, при разработке вакуумных систем накопителей необходимо учитывать наличие мощного синхротронного излучения и трудности получения хорошего среднего вакуума в длинных малоапертурных камерах.

Приемники синхротронного излучения. Синхротронное излучение затрудняет получение хорошего вакуума, в основном, за счёт увеличения газовой нагрузки под действием стимулированной десорбции и нагрева стенок камеры.

Механизм стимулированной десорбции остается не совсем ясным. Однако известные экспериментальные данные и опыт эксплуатации работающих накопительных колец позволяют как-то предсказывать газовую нагрузку и проектировать вакуумные системы. Систематическое исследование стимулированной десорбции включено в программу работ на накопителях ВЭПП-3 и ВЭПП-2М. Выполнение этих исследований позволяет не только наметить пути решения вакуумных проблем, связанных с созданием электрон-позитронных накопителей с большой энергией, но и более ясно представить себе процессы взаимодействия жестких фотонов с металлами.

Необходимо отметить, что с ростом энергии представляется все более сложной задача поглощения и съема мощности синхротронного излучения. Мощность синхротронного излучения растёт пропорционально энергии частиц в четвертой степени, поэтому уже при энергии 8 ГэВ, токе пучка 0,25 А и магнитном поле 16 кЭ (такая ситуация, например, в магнитном детекторе ВЭПП-4) удельная тепловая нагрузка составляет  $10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ . Снять такую мощность с поверхности довольно затруднительно,

но, к счастью, с увеличением энергии рост мощности синхротронного излучения происходит за счёт жесткой компоненты фотонов. Как показывает расчёт, если сделать стенки камеры или приемника излучения из бериллия или алюминия толщиной 1 мм, то сквозь них в атмосферу проходит 98% и 80% мощности соответственно. В институте разработана и освоена технология вакуумно-плотной сварки бериллия и алюминия с нержавеющей сталью, что позволяет в наиболее нагруженных местах выводить синхротронное излучение в атмосферу. Тонкие бериллиевые окна (50+200 мкм) применяются также для впуска-выпуска частиц и вывода синхротронного излучения для прикладных целей на установках ВЭПП-3 и ВЭПП-2М.

Откачные устройства. Сейчас не вызывает сомнения, что наиболее подходящими откачными устройствами для электрофизических установок являются магнитоэлектрические насосы. В институте разработана серия трехэлектродных магнитоэлектрических насосов с производительностью 150, 300 и 600 л/сек и рабочим диапазоном давления  $10^{-2} + 10^{-11}$  мм рт.ст. Также разработаны принципы конструирования распределенных магнитоэлектрических насосов, работающих в собственном магнитном поле накопителя [5]. Создан целый ряд распределенных насосов, работающих при напряжениях от 1 до 15 кВ. Первым накопителем, где были применены распределенные насосы, является ВЭП-2 [6]. Для получения максимальных скоростей откачки при вакууме  $10^{-9} + 10^{-11}$  мм рт.ст., на наш взгляд, выгодно применять магнитоэлектрические насосы в комбинации с испарителями титана [7]. В институте разработаны комбинированные откачные агрегаты производительностью  $800 + 8000$  л/сек в диапазоне давлений  $1 \cdot 10^{-7} + 5 \cdot 10^{-12}$  мм рт.ст. (с комнатной температурой титановой пленки).

Комбинированные системы на базе магнитоэлектрических насосов и ловушек, охлажденных жидким азотом, почти не уступают, а преимущества их очевидны, по производительности паромасляным насосам при откачке вакуумных систем с большим количеством резиновых уплотнений, эпоксидной смолы, шихтованного железа и т.д. Разработанные в институте ловушки имеют расход жидкого азота  $1,5 + 2$  л/сутки и объем 6 литров.

Коммутационное оборудование и арматура. Наряду со стандартным оборудованием, для отсечения по вакууму отдельных участков вакуумных камер накопителей разработаны прямопролетные клапаны шибберного типа [8]. Клапаны допускают прогрев до  $450^{\circ}\text{C}$ , просты по конструкции, имеют малые размеры по высоте и обладают высокой надежностью уплотнения. В качестве уплотняющего элемента применен медный диск с кольцевыми выступами. Диск вводится между подирированными плоскостями из нержавеющей стали. Одна из плоскостей может перемещаться и зажимать диск до полного уплотнения с обеих сторон. Усилие, необходимое для уплотнения, составляет 25 кг на погонный миллиметр и прикладывается со стороны атмосферы. Применяются на накопительных комплексах клапаны с проходным диаметром 40, 80 и 160 мм, с прямоугольным сечением -  $350 \times 120$  мм ручного управления и клапан Ду-80 М - быстродействующий, с дистанционным управлением.

Широко используются нами разборно-сварные уплотнения элементов вакуумных систем. Такие соединения обеспечивают легкость разборки и герметизации при высокой надежности уплотнения.

Технология получения вакуума. Присутствие паров масел в вакуумных камерах накопителей существенно затрудняет получение хорошего вакуума, особенно, в условиях бомбардировки поверхностей заряженными частицами или фотонами. Технология предварительной очистки и откачки вакуумной камеры должна обеспечить, по возможности, полное удаление следов масла и органических загрязнений.

Все детали вакуумных систем проходят перед сборкой на месте отжиг при температуре  $400 + 1100^{\circ}\text{C}$  в вакуумных печах и на стендах. После сборки вся система или её часть откачивается передвижным агрегатом АВМ-50 с азотной ловушкой, производится поиск и устранение течей. Включаются черновые магнитоэлектрические насосы, производится прогрев установки. После этого запускаются чистовые распределенные и сосредоточенные магнитоэлектрические насосы. Теческанивание после прогрева осуществляется обдувкой гелия с индикацией или по омеготрону ИЦО-1 (ИЦО-2), или по манометрическим датчикам.

Системы питания насосов и измерение вакуума. В связи с большим числом насосов, жесткими требованиями к надежности на ускорительно-накопительных комплексах наиболее целесообразным, на наш взгляд, является создание централизованных систем электропитания магнитоэлектрических насосов [9]. При этом выгодно и надежнее

разграничивать по системе питания запуск насосов и их нормальный режим. Каждый насос в таком случае, запускается одним выпрямителем. После того как мощность, потребляемая насосом, уменьшится в несколько раз, этот насос дистанционным высоковольтным коммутатором переводится на питание от рабочей линии. Каждая рабочая линия питается одним выпрямителем. В одной линии до десяти магниторазрядных насосов. При такой схеме питания режим запуска для каждого насоса остается оптимальным, а необходимое число выпрямителей резко снижается, снижается и пиковая потребляемая мощность.

Измерение вакуума производится, кроме манометрических датчиков, по току магниторазрядных насосов специально разработанными системами контроля вакуума. Проведенные эксперименты дали нам уверенность в хорошем совпадении результатов измерения вакуума по току насоса и измерениями, выполненными стандартными методами. Система контроля вакуума включает в себя датчики, осуществляющие линейное преобразование тока магниторазрядных насосов в частоту, многоканальные измерители частоты, снабженные буферной памятью и устройствами связи с ЭВМ, и входит в общую систему контроля и управления ускорительно-накопительным комплексом от ЭВМ.

Вакуумные системы. В приведённой ниже таблице показан достигнутый вакуум и некоторые параметры вакуумных систем накопителей заряженных частиц, работающих в институте.

Установка	Рабочая энергия, ГэВ	Вакуумная камера		Количество насосов	Средний вакуум, мм рт.ст.
		Длина, м	Сечение, см <sup>2</sup>		
ВЭПП-3 (e <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> )	2 x 2,2	76	2,8x6,5	50	4 · 10 <sup>-10</sup> ж
ВЭПП-2М (e <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> )	2 x 0,67	18	2,4x16,2	22	1 · 10 <sup>-9</sup> ж
ВЭПП-4 (e <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> )	2 x 8,5	360	2,8x7,5	240	2 · 10 <sup>-10</sup> жж
НАП-М (p)	0,1	46	7 x 10	20	3 · 10 <sup>-11</sup> ж

ж) Средний вакуум определялся по времени жизни пучков на малых токах.

жж) Проект.

Особенности вакуумных систем ВЭПП-3 и ВЭПП-4 [10] определяются малым сечением 0-образного магнитного зазора. Вакуумная камера формируется из цельнотянутой трубы (Х18Н9Т) и после формовки имеет форму эллипса. На концах трехметровых участков камеры установлены трехэлектродные магниторазрядные насосы. Вдоль боковой стенки камеры на внутреннем радиусе размещен распределённый магниторазрядный насос. Для отвода мощности синхротронного излучения в вакуумную камеру введен охлаждаемый водой приемник излучения: сплюснутая медная позолоченная трубка, расположенная вдоль противоположной насосу стенки.

Вакуумная камера накопителя ВЭПП-2М [11] также содержит распределённые магниторазрядные насосы и приемники излучения в виде охлаждаемых водой штырей. Аноды распределённых насосов имеют два вывода, в режиме прогрева через них можно пропускать ток 60 + 70 А. При этом насосы нагреваются до 400 + 500°С, а стенки вакуумной камеры до 150°С. Эти же выводы служат для подачи высокого напряжения при работе насоса.

Каждый стержневой приемник излучения выполнен из позолоченной меди и установлен точно по радиальному размеру пучка. Количественно учесть влияние угла падения излучения на скорость газотделения невозможно, но целесообразность его приложения к нормальному очевидна. Радиальная установка приемника увеличивает угол падения излучения до  $70 + 80^\circ$ . Аналогичные штиревые приемники излучения установлены в прямолинейных участках ВЭШ-3 и ВЭШ-4 (материал приемника излучения на ВЭШ-4 - алюминий толщиной 1 мм). Для уменьшения фона от рассеяния частиц на остаточном газе в области взаимодействия встречных электрон-позитронных пучков на накопительных кольцах предусмотрена надёжная экранировка синхротронного излучения из криволинейных участков и дифференциальная откачка, поддерживающая перепад давления от  $1 \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст. в камерах магнита до  $10^{-10} + 10^{-11}$  мм рт.ст. в экспериментальных промежутках.

В накопителе протонов НАП-М, предназначенном для изучения электронного охлаждения, основное требование на среднее давление в камере предъявляет получение малого установившегося углового разброса  $\Theta \approx 10^{-5} + 10^{-6}$  рад. При температуре электронного пучка 1 эВ для получения  $\Theta \approx 10^{-5}$  необходимо давление  $10^{-10}$  мм рт.ст. Откачка вакуумной камеры накопителя [12] производится комбинированными откачными агрегатами, производительностью 2000 л/сек. В камерах поворотных магнитов установлены дополнительные распределённые сублиматоры титана длиной по 5 м. Для получения предельного вакуума во время прогрева проводится тренировка вакуумной камеры накопителя разрядом в среде аргона (при  $P \approx 10^{-2}$  мм рт.ст., в течение 5-7 часов).

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, И.Я.Протопопов, А.Н.Скринский. VI International Conference on High Energy Accelerators, Cambridge, 1967, p.102.
2. Г.И.Будкер и др. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.318. М., "Наука", 1973.
3. В.В.Анашин, Г.И.Будкер и др. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.11, стр.304. М., "Наука", 1975.
4. ВЭШ-4. Рабочие материалы, Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1974.
5. М.Д.Малев, Э.М.Трахтенберг, Препринт ИЯФ СО АН СССР, 280, Новосибирск, 1969.
6. В.В.Анашин, В.Л.Ауслендер и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.2, М., ВИНТИ, 1970, стр.560.
7. В.В.Анашин, Г.А.Блинов и др. В сб.: Новые разработки и исследования струйных, механических, электрофизических сорбционных вакуумных насосов, Казань, НТО Машпром, 1972, стр.69.
8. В.В.Анашин, Ю.Д.Валев и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-49, Новосибирск, 1975.
9. В.В.Анашин, А.А.Морозов и др. В сб.: Новые разработки и исследования струйных, механических, электрофизических сорбционных вакуумных насосов. Казань, НТО Машпром, 1972, стр.63.
10. В.В.Анашин, Г.А.Блинов и др. В сб.: Новые исследования по физике и технике высокого вакуума. М., НТО Приборпром, 1971, стр. 110.
11. П.И.Батурин, А.А.Лившиц и др. В сб.: Новые исследования по физике и технике высокого вакуума. М., НТО Приборпром, 1971, стр.108.
12. В.В.Анашин, Н.С.Диканский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-50, Новосибирск, 1975.



## 50. ИСТОЧНИК ПОЗИТРОНОВ ДЛЯ НАКОПИТЕЛЯ ВЭШ-4

Г. И. Буджер, С. Б. Вассерман, В. Г. Вещеревич, Б. И. Гришанов, М. М. Карлинер, В. Ф. Клеев, Е. В. Козырев, И. Г. Макаров, О. А. Нежевенко, Г. Н. Острейло, Б. З. Персов, В. М. Радченко, Р. А. Салимов, Б. М. Фомель, Ю. Я. Чибуков, И. А. Шехтман, Г. И. Яснов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Для работы накопителя ВЭШ-4 с максимальной светимостью необходимо иметь скорость накопления позитронов  $1+10$  мА/мин, которая должна быть достигнута в результате использования источника позитронов, описанного ниже. Позитроны с энергией несколько МэВ предполагается получить путем конверсии электронов, ускоренных до 50 МэВ в сильноточном (20А) линейном ускорителе (ЛУ). Полученные позитроны инжектируются в синхротрон Б-4, далее в накопитель ВЭШ-3, а затем - в ВЭШ-4. Возможно повышение скорости накопления позитронов еще на порядок при использовании в качестве инжектора ВЭШ-4 специального синхротрона на энергию около 2 ГэВ. Перед инжекцией в синхротрон позитроны необходимо ускорить в дополнительной секции ЛУ до энергии  $30 + 50$  МэВ.

Создание сильноточного линейного ускорителя электронов с большой накопленной энергией оказалось возможным в связи с разработкой в ИЯФ СО АН СССР гирокон - мощного СВЧ генератора с неструктурированным релятивистским пучком, который был предложен Г. И. Буджером в 1967 г. [1] и модель которого к моменту начала разработки позитронного источника (лето 1974 г.) была опробована.

На рис. 1 схематически показано устройство прибора (вариант, использованный в описываемой установке для питания ЛУ на частоте 430 МГц). Работает гирокон следующим образом. Ускоренный до энергии  $1,5 + 2$  МэВ пучок электронов из источника 1 попадает в цилиндрический резонатор круговой развертки 2. В присоединенной области резонатора возбуждается внешним генератором магнитное поле с круговой поляризацией (тип колебаний  $TM_{110}$ ), которым пучок электронов отклоняется на угол  $\alpha = 5^\circ$ . Развернутый пучок попадает в 1-ю отклоняющую систему 3, где постоянным магнитным полем отклоняется на больший угол, а затем во 2-ю отклоняющую систему 4, которая направляет его перпендикулярно торцевым стенкам выходного резонатора 5. Отклоняющие системы выполнены в виде коаксиальных электродов, вдоль которых течет ток, создающий азимутальное отклоняющее магнитное поле. Пронизываемые пучком стенки отклоняющих систем выполнены из проволочек и имеют прозрачность для частиц 97% каждая.

Релятивистские электроны, попадая через щель в кольцевой выходной резонатор 5 и непрерывно меняя точку своего входа в последний, возбуждают в нем бегущую электромагнитную волну. Амплитуда напряжения на резонаторе при правильно подобранной связи с нагрузкой и размерах резонатора становится близкой к величине напряжения, ускорившего пучок. Заторможенные электроны покидают резонатор и попадают в коллектор 6. Высокочастотная мощность выводится через два одинаковых вывода энергии 7, сдвинутых друг относительно друга на  $90^\circ$  по азимуту для того, чтобы вносимые ими возмущения не нарушали бегущую в выходном резонаторе волну. Электромагнит 8 служит для компенсации постоянным магнитным полем действия высокочастотного магнитного поля в месте прохождения пучка, что позволяет повысить электронный КПД до величины, близкой к 100%.

Для питания гирокона, описанного выше, в качестве источника электронов используется модернизированный ускоритель ЭЛИТ-2 [2], который дает пучок электронов с энергией около 100 Дж в импульсе длительностью 4 мксек при кинетической энергии электронов 1,4 МэВ. Мощность гирокона в этом режиме достигает 20 МВт при КПД более 80% и ограничивается только источником питания. На возбуждение резонатора развертки расходуется мощность около 100 кВт и коэффициент усиления составляет, таким образом, 23 дБ. Токопрохождение в гироконе около 85% и близко к расчетному (88-90%). Для достижения проектных параметров - 100-200 МВт в импульсе длительностью 10 мкс, разработан и налаживается новый источник электронов с энергией в импульсе 1-2 кДж (кинетическая энергия электронов 1,5-2 МэВ).

Сильноточный линейный ускоритель электронов представляет собой бициклическую цепочку связанных резонаторов [3] с большой накопленной энергией, в которых на частоте 430 МГц возбуждается стоячая волна (тип  $\pi/2$ ). На рис.2 показано схематическое устройство резонансной системы ЛУ. Ускоряющие резонаторы I имеют добротность 20000, шунтовое сопротивление 4 МОм, коэффициент пролета 0,84 и соединяются с резонаторами связи через две расположенные диаметрально щели азимутальной протяженностью 200 мм (в соседних торцевых стенках щели повернуты на  $90^\circ$  по азимуту), которые обеспечивают коэффициент связи 8% и ширину дисперсионной характеристики 35 МГц (расстояние до соседней частоты 6 МГц при 6 ускоряющих резонаторах). Структура сборная (с индиевыми уплотнениями) - обечайки выполнены из дюралюминия АК6, а торцевые стенки из меди М1. Для достижения проектных параметров напряжение на каждом из ускоряющих резонаторов должно быть около 4 МВ, которые мы надеемся получить, основываясь на результатах исследования электрической прочности аналогичных резонаторов [4] и выходного резонатора гирокона.

Источник позитронов запущен весной 1976 г. Блок-схема установки изображена на рис.3.

Пучок электронов I из ускорителя ЭЛИТ-2 попадает в гирокон 2, где его мощность преобразуется в мощность СВЧ. Мощность СВЧ через два вакуумированных одинаковых волновода сечением 420 x 80 мм 3 поступает в две отдельные секции ЛУ-4 (в каждой секции по 6 ускоряющих резонаторов), напряжение на которых линейно нарастает в течение 4 мкс (длительность импульса тока ЭЛИТ-2). В момент достижения максимального напряжения в ЛУ инжектируются электроны (длительность импульса инжекции 30 нс - один оборот синхротрона Б-4), ускоряются и отбирают 20-30% энергии, запасенной в резонаторах. К концу импульса инжекции напряжение на резонаторах ЛУ падает на 10-15%, а затем затухает с собственной постоянной времени резонаторов - 15 мкс. Электронная пушка 5 - диодная с эмиттером из  $LaB_6$  диаметром 30 мм и микропервансом - 0,7. Источником питания пушки является генератор импульсов 6, выполненный на газонаполненных разрядниках с наносекундной синхронизацией [5] и обеспечивающий максимальное напряжение 200 кВ. Ускоренные электроны с разбросом энергий 25-30% фокусируются линзой 7 на конвертор из вольфрама 8 в пятно  $1 \times 1,5$  мм, а родившиеся на нем позитроны собираются короткофокусной линзой 9 с углом захвата 0,6 рад на сторону. Энергетические и геометрические характеристики пучков исследуются с помощью магнитного спектрометра 10. Для получения минимального размера пучка на входе в линзу 7 между двумя секциями ЛУ расположена линза 11.

На выходе ЛУ получены электроны с энергией до 12 МэВ. Ускоренный ток равен 4А и составляет примерно 1/6 тока пушки (25А при напряжении 110 кВ), т.к. пучок инжектируется в ускоритель без предварительного разбиения на ступки. Коэффициент конверсии при названных параметрах электронного пучка близок к расчетному [6] и составляет  $1,5 \cdot 10^{-5}$ , что позволяет рассчитывать на получение необходимой скорости накопления позитронов в ВЭШ-4 после запуска мощного источника питания для гирокона.

## Литература

1. Г.И.Будкер и др. Патент США, № 3885193, 1975.
2. С.Б.Вассерман и др. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.285. М., "Наука", 1975.
3. Е.А.Нэпш и др. Rev. Sci. Instr., 1968, no.7, p.979.
4. Б.И.Поляков и др. Труды Радиотехнического института АН СССР, №9, 1972, стр. 84.
5. А.А.Авдиенко и др. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Харьков, 1975.
6. В.А.Таюрский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-39, Новосибирск, 1975.

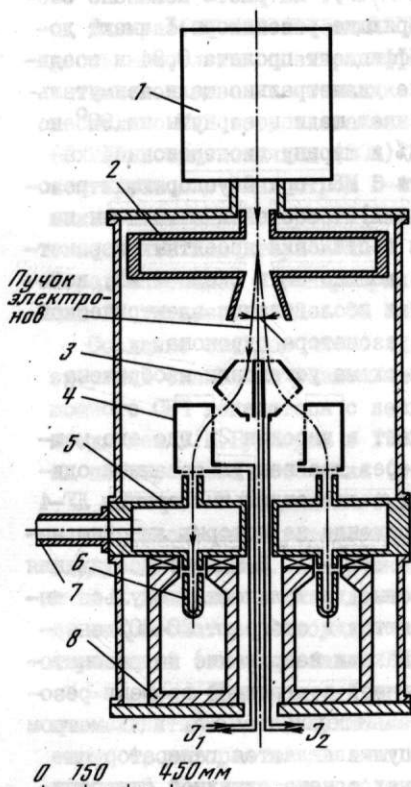
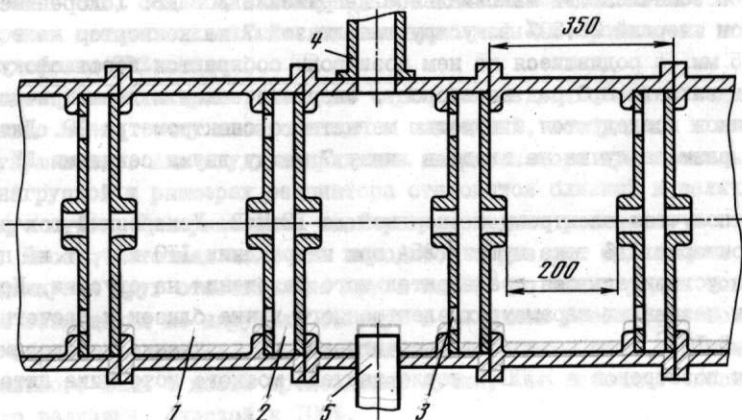


Рис. 1. Схематическое устройство гиротрона

1 - источник релятивистских электронов; 2 - резонатор развертки; 3 - первая отклоняющая система; 4 - вторая отклоняющая система; 5 - выходной резонатор; 6 - коллектор; 7 - вывод энергии; 8 - компенсирующий электромагнит

Рис. 2. Резонансная система ускорителя  
1 - ускоряющий резонатор; 2 - резонатор связи; 3 - отверстие связи; 4 - волновод; 5 - подстройка



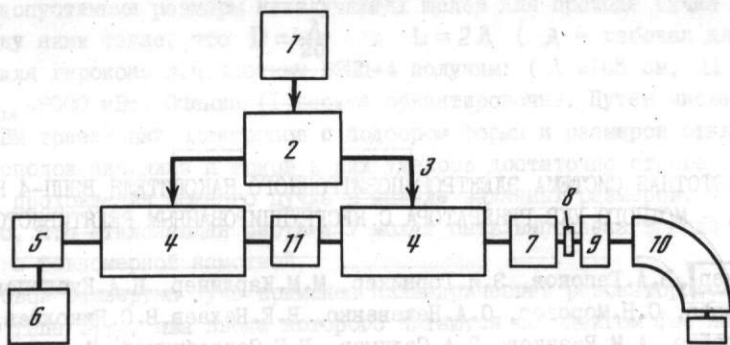


Рис. 3. Блок-схема источника позитронов

1 - ЭЛИТ-2; 2 - гирокон; 3 - волноводы; 4 - ускоряющие резонаторы; 5 - электрнная пушка; 6 - генератор импульсов; 7 - линза; 8 - конвектор; 9 - короткофокусная линза; 10 - спектрометр; 11 - линза

## 51. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО НАКОПИТЕЛЯ ВЭШ-4 НА ОСНОВЕ ГИРОКОНА - МОЩНОГО УЧВ ГЕНЕРАТОРА С НЕСТРУППИРОВАННЫМ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ПУЧКОМ

**Г.И.Будкер**, В.А.Гапонов, Э.И.Горнижер, М.М.Карлинер, Н.А.Кузнецов,  
И.Г.Макаров, С.Н.Морозов, О.А.Нежевенко, В.Е.Нехаев, В.С.Николаев,  
Г.Н.Острейко, А.М.Резаков, Р.А.Салимов, Г.В.Сердобинцев, А.Ф.Серов,  
И.А.Шехтман, Б.С.Эстрин  
Институт ядерной физики СО АН СССР

1. Основная ускоряющая система накопителя ВЭШ-4 будет состоять из десяти питаемых общим генератором цилиндрических резонаторов, в которых возбуждаются колебания типа  $E_{010}$  на частоте  $181 \text{ МГц}$  -  $221$ -й гармонике частоты обращения. Устройство и параметры резонаторов аналогичны описанным ранее [1]. Для получения на ВЭШ-4 предельной энергии встречных пучков  $2 \times 8 \text{ ГэВ}$  необходима амплитуда напряжения  $20 \text{ МВ}$ . При этом мощность потерь в стенках резонаторов составит  $2100 \text{ кВт}$ , а мощность, расходуемая на синхротронное излучение при токах  $2 \times 10 \text{ мА}$  (светимость  $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ), -  $250 \text{ кВт}$ . При токах  $2 \times 100 \text{ мА}$  на предельной энергии потребуются полная в.ч.мощность около  $5000 \text{ кВт}$  в непрерывном режиме. Получение такой мощности с помощью серийно выпускаемых приборов сопряжено с известными трудностями [2,3].

В Институте ядерной физики Г.И.Будкером был предложен новый СВЧ генератор-гирокон, эффективно преобразующий энергию неструпированного релятивистского пучка в энергию электромагнитных колебаний [4].

2. Схема гирокона, предназначенного для питания ускоряющих резонаторов ВЭШ-4, изображена на рис.1. Электронный луч 2 разворачивается вращающимся магнитным полем резонатора 3 и в различных точках окружности, описываемой концом луча, вводится в выходной резонатор 5 с помощью магнитостатической отклоняющей системы 7. Резонатор 5 выполнен в виде свернутого в кольцо волновода с неизлучающими щелями для прохода пучка. В этом резонаторе, настроенном на частоту развертки, возбуждается бегущая волна, поле которой тормозит электроны, преобразуя мощность луча в в.ч.мощность, отбираемую через выводы энергии 8.

Источником электронов служит высоковольтный ускоритель I (рис.1), который составляет трансформатор - выпрямитель ЭСУ-2, аналогичный описанному ранее ЭСУ-I [5], и ускоряющий зазор гирокона. Дiodная электронная пушка, катод которой находится под потенциалом -  $500 \text{ кВ}$ , рассчитана на максимальный ток  $12 \text{ А}$ .

Размеры луча, проходящего между магнитной линзой I (рис.2) и коллектором 6, в принципе ограничивают максимальную мощность и КПД гирокона, так как на этом участке пучок не имеет обычного магнитного сопровождения. Цилиндрическая линза 4 фокусирует луч лишь по вертикали. Как известно [6,7], максимальная мощность свободного луча определяется соотношением

$$P_{\text{max}} = 39 \cdot 10^{-6} \left( \frac{D}{L} \right)^2 U^{5/2} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{3/2} \quad (1)$$

Здесь  $D$  - начальный диаметр луча (рис.2),  $L$  - длина луча,  $U$  - ускоряющее напряжение,  $\gamma$  - релятивистский фактор.

Полагая допустимыми размеры неизлучающих щелей для прохода пучка и расстояния между ними такие, что  $D = \frac{\lambda}{20}$  и  $L = 2\lambda$  ( $\lambda$  — рабочая длина волны гирокона), для гирокона в ч. системе ВЭШ-4 получим: ( $\lambda = 165$  см,  $U \approx 500$  кВ,  $\gamma = 2$ )  $P_{\max} = 8000$  кВт. Оценка (I) весьма ориентировочна. Путем численных расчетов на ЭЦМ траекторий электронов с подбором формы и размеров отклоняющей системы, расположения линз и токов в них удалось достаточно строго показать возможность прохождения мощного пучка в канале заданных размеров. При этом было найдено, что отклоняющая система 7 может быть выполнена в виде конической катушки с равномерной намоткой.

Для круговой развертки луча применен цилиндрический резонатор (рис.3) с колебаниями типа  $E_{110}$ , два ввода которого питаются со сдвигом фаз на  $90^\circ$ . Угол ( $\alpha$ ), на который необходимо отклонить луч в ч. полем так, чтобы он прошел вблизи вершины конической катушки 7, составляет  $5+7^\circ$ . Для обеспечения развертки луча мощностью 5000 кВт при энергии электронов 500 кэВ с  $\alpha = 7^\circ$  к резонатору развертки надо подвести ВЧ-мощность  $P_{\text{вх. макс}} \approx 25$  кВт. С целью сокращения габаритов и снижения потерь периферийная область этого резонатора деформирована с сохранением формы поля в центре. Пролетный зазор выбран так, что  $\approx 20$  кВт входной мощности расходуется на потери в стенках  $a \approx 5$  кВт на ускорение электронов пучка.

Катушка 7 дефокусирует луч, и он входит в резонатор 5, имея угловой азимутальный размер  $\delta\varphi$  (рис.2). Расчет траекторий показал, что  $\delta\varphi \leq 30^\circ$ , и это приводит к снижению электронного КПД на 1%. Более существенно снижает электронный КПД поперечное магнитное ВЧ-поле выходного резонатора. Оно искривляет траектории электронов, исключая тем самым возможность их полного торможения радиальным электрическим полем резонатора. Для луча с максимальными параметрами и выходного резонатора выбранных размеров КПД снижается на 12%. Отклоняющая катушка 7 компенсирует этот эффект, вводя луч в резонатор 5 под углом ( $\psi$  на рис.2). В рассматриваемых условиях  $\psi \approx 18^\circ$ . Предполагается, что выход электронов на коллектор возможен с энергией не превышающей 5+10 кэВ, что понизит электронный КПД еще на 1+2%.

При оценке полного КПД следует принять во внимание потери в стенках выходного резонатора, которые составят 200 кВт, и потери в цепи электронной стабилизации напряжения ЭСУ-2, которые достигнут 250 кВт для луча мощностью 5000 кВт. Еще 4+5% мощности составят потери в цепях энергетического, электронного и вакуумного оборудования.

Таким образом, по расчетным оценкам параметры гирокона следующие: электронный КПД  $> 95\%$ , полный КПД  $> 80\%$ , коэффициент усиления 23 дБ, выходная мощность 5000 кВт.

3. Предварительные эксперименты были проведены на импульсной модели подобной гирокону, описанному в [8]. На частоте 430 МГц в импульсе 20 мксек была получена ВЧ-мощность 1000 кВт при энергии электронов луча 300 кэВ и был зафиксирован электронный КПД, превышающий 90%. От ЭСУ-1 [5] был получен электронный луч мощностью 1000 кВт с энергией электронов 250 кэВ в импульсе 10 сек.

Затем испытания проводились на гироконе, сооруженном для ВЭШ-4. Высоковольтный промежуток электронной пушки испытывался без пучка при постоянном напряжении 270 кВ. Предпробойных явлений не наблюдалось.

Одной из наиболее сложных задач являлась проводка мощного непрерывного пучка через электронно-оптическую систему гирокона. В первом цикле испытаний была осуществлена проводка развернутого луча мощностью 480 кВт при энергии электронов 160 кэВ сквозь расстроенный выходной резонатор. Индикация границ пучка производилась по токооседанию на секционированные водоохлаждаемые электроды и экраны, окружающие пучок. Общее токооседание составило 0,9%, из них на отклоняющую систему 0,05%, на цилиндрическую линзу 0,1% и на сигнальные электроды,

помещенные между резонатором и коллектором, 0,75%. Водяное охлаждение электродов рассчитано на снятие 1% максимальной мощности луча.

Подъем напряжения от начального уровня 35 кВ до заданного осуществлялся ступенями через 1 кВ управляющей ЭВМ ОДРА-1325 с автоматическим изменением токов отклоняющих катушек и входного ВЧ- сигнала. При этом на дисплей выдавались результаты измерения режимов питания, параметров круговой развертки и токооседания на электроды.

В этом цикле испытаний выходной резонатор был нагружен на два сопротивления, рассеивающие по 50 кВт. В.ч. мощность, измеренная по напряжению на резонаторе, достигала 210 кВт при мощности луча 260 кВт (электронный КПД > 80%).

Проведение испытаний стало возможным после отработки в.ч. системы развертки луча, обеспечивающей малое (0,5%) отличие развертки от круговой, системы стабилизации напряжения ЭСУ-2, снижающей пульсации до 0,5%, а также быстродействующей защиты, которая ограничивала энерговыделение величиной 1 кДж при попадании сфокусированного луча на элементы гирокона в момент аварийного отключения.

4. В следующем цикле испытаний предполагается получить от гирокона 400 кВт в.ч. мощности при нагрузке одного вывода энергии на резонатор ВЭШ-4, а другого на сопротивление, рассеивающее 200 кВт. Испытание ускоряющего резонатора в этом режиме позволит довести напряжение на его зазоре до 2 МВ и более, тогда как до сих пор работоспособность таких резонаторов проверялась при питании от генератора [1] на уровне 1,8 МВ.

Кроме основной ВЧ- системы на ВЭШ-4 устанавливается легко управляемая вспомогательная ВЧ- система, состоящая из одного резонатора того же типа и лампового генератора [1]. Эта система будет служить для настройки ВЭШ-4 во время пуска, а также для компенсации нестабильности ускоряющего напряжения.

Расчетные оценки параметров гирокона и результаты первого цикла экспериментов по проводке в нем мощного электронного луча в непрерывном режиме показывают, что ВЧ- систему электрон-позитронного накопителя ВЭШ-4 можно строить на основе гирокона.

## Л и т е р а т у р а

1. Вещеревич В.Г. и др. Высокочастотная система накопителя ВЭШ-3 на энергию 3 ГэВ. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II. М., "Наука", 1975.
2. Сб. Мощные электровакуумные приборы СВЧ. Ред. Л. Клемпитт. М., "Мир", 1974, 1975, стр. 131.
3. Gerhard I. Konrad, IEEE Trans. on Nuclear Science, vol. No S-22, No 3, 1975, pp 1249-1252.
4. Будкер Г.И. и др. Патент США 3.885.193, 1975.  
Патент Швейцарии № 562533, 1975.
5. Гапонов В.А. и др. В сб.: Разработка и практическое применение электронных ускорителей. (Материалы Всесоюзной конференции). Изд. Томского гос. ун-та, стр. 131, 1975.
6. Мешков И.Н., Чириков Б.В. ЖТФ, 1965, т. XXXV, вып. 12, стр. 2202.
7. В. Клеен. Введение в электронику СВЧ. М., Сов. радио, 1963, стр. 443.
8. Будкер Г.И. и др. Источник позитронов для накопителя ВЭШ-4. Настоящий сборник, доклад № 50.

Рис. 1. Схема гирокона для питания резонаторов ВЭП-4

1 - высоковольтный ускоритель; 2 - электронный луч; 3 - резонатор развертки; 4 - генератор входного сигнала; 5 - выходной резонатор; 6 - коллектор; 7 - магнитостатическая отклоняющая система; 8 - вывод энергии

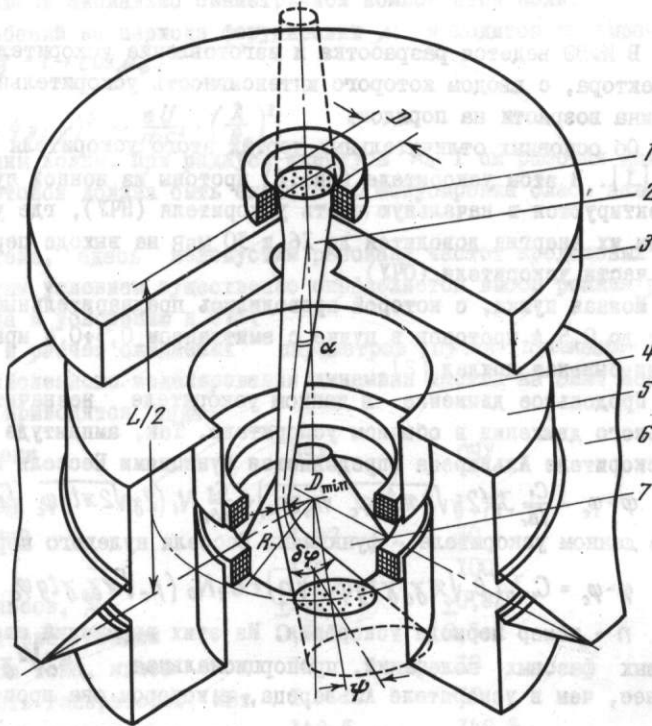
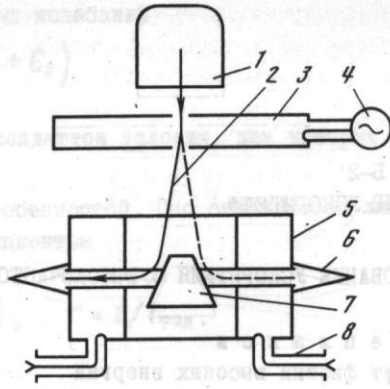


Рис. 2 Схема прохождения электронного луча в гироконе

1 - входная магнитная линза; 4 - цилиндрическая магнитная линза; остальные обозначения те же, что на рис. 1

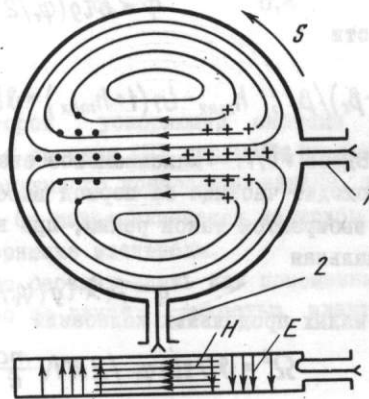


Рис. 3. Схема резонатора развертки и распределения поля в нем

S - направление вращения поля; H - линии магнитного поля; E - линии электрического поля; 1, 2 - выводы мощности



## 69. КАПИЛЛЯРНЫЙ СВЧ-ИСТОЧНИК ИОНОВ

В.Л.Ауслендер, О.Н.Брежнев, О.Я.Савченко  
Институт ядерной физики СО АН СССР

В докладе описывается импульсный капиллярный СВЧ-источник протонов и молекулярных ионов. Максимальный ток протонов 4,5 мА, максимальный ток молекулярных ионов 4,0 мА, длительность импульса тока 2 мксек при частоте 50 Гц и 10 мксек при частоте 25 Гц. Максимальная энергия ионов 25 кэВ, диаметр ионного пучка на выходе около 2 мм, расходимость пучка около 0,1 рад. Резонатор возбуждается импульсным СВЧ-генератором 10 см диапазона с мощностью до 30 кВт. Электрическая составляющая СВЧ-поля направлена вдоль разрядной камеры. Длина разрядной камеры 10 мм, диаметр - 1,8 мм. Выходное отверстие разрядной камеры 1,6 мм. Это позволяет использовать импульсный напуск газа, однако, для исследования источника использовался постоянный напуск газа. Источник обладает большой газовой экономичностью: в диапазоне токов от 10 мкА до 5 мА экономичность источника близка к 1 МА.час/см<sup>3</sup>.

Схема работы ионного источника следующая. В кварцевый капилляр, расположенный вдоль оси цилиндрического резонатора, подается водород, который ионизируется продольным электрическим полем резонатора, возбужденного на E<sub>010</sub> моде. Выходящая из капилляра плазма попадает на электроды, на которых формируется ионный пучок. Одна из конструкций ионного источника изображена на рис.1. Сеточный анод 1 заземлен. Размер ячейки сетки анода 0,04 мм x 0,04 мм. На расстоянии 2,3 мм от анода находится катод 2. Напряжение на катоде изменяется в диапазоне 0 + 25 кВ. Плазма из капилляра 3 попадает в межэлектродный промежуток через катодное отверстие 4. Резонатор 5, 5', в полости которого находится капилляр, имеет добротность близкую к 1000. Диапазон перестройки резонатора 2700+2800 МГц. Импульсная мощность СВЧ-поля, возбуждающая резонатор, ограничена пробоем резонатора, наступающим при мощности свыше 30 кВт. Водород в источник подается через никелевый натекатель, который дозирует подачу водорода в диапазоне 0,1 + 20 см<sup>3</sup>/час и очищает водород. Натекатель соединяется с капилляром 3 стеклянной трубкой 6. Водород входит в капилляр 3 через отверстие 7, диаметр которого 0,01 мм. Поэтому при работе источника давление водорода в стеклянной трубке было достаточно большим, чтобы обеспечить электрическую изоляцию между никелевым натекателем и держателем 8. Кроме этого, из-за высокого давления водорода в стеклянной трубке высокочастотный разряд происходит только в полости капилляра. Вдоль оси капилляра можно было создавать магнитное поле напряженностью до 10 кЭ. Остаточное давление в вакуумном объеме 5.10<sup>-8</sup> мм.рт.ст.

Ионный пучок детектируется цилиндром Фарадея, который стоит после магнитного анализатора. Расстояние между анодом и входным отверстием цилиндра Фарадея 93 см, диаметр входного отверстия 3 см. Пучок фокусируется в цилиндр Фарадея одиночной электростатической линзой диаметра 6 см. В детектор попадает около половины ионов, выходящих из капилляра. Источник ионов выходит на стабильный режим работы через 6-8 часов тренировки. На рис.2 показана зависимость тока источника от времени. Из рисунка видно, что источник сначала дает значительный ток H<sup>+</sup> (до 0,25 мА) даже без напуска водорода. Возможно, этот ионный ток связан с ионизацией воды, которая в СВЧ-поле десорбируется со стенки капилляра.

При мощности возбуждения 30 кВт в магнитном поле 6 кэ ток насыщения  $H^+$  линейно зависит от расхода водорода вплоть до расходов, близких к  $20 \text{ см}^3/\text{час}$ , а ток насыщения  $H_2^+$  — вплоть до расходов, близких к  $10 \text{ см}^3/\text{час}$ ; без магнитного поля линейная зависимость токов  $H^+$  и  $H_2^+$  обрывается при расходах, близких к  $3 \text{ см}^3/\text{час}$  (рис.3). В области линейной зависимости газовая экономичность источника для  $H^+$  близка к  $0,2 \text{ мА час} / \text{см}^3$ , а для  $H_2^+$  близка к  $0,4 \text{ мА час} / \text{см}^3$  (рис.3). Приведенные газовые экономичности соответствуют практически полной ионизации водорода внутри капилляра, так как на детектор приходит лишь половина ионов, выходящих из капилляра. При импульсных мощностях выше определенной величины ток молекулярных ионов практически не зависит от мощности. Например, при расходах водорода меньших  $1 \text{ см}^3/\text{час}$ , ток молекулярных ионов в диапазоне от 15кВт до 30 кВт в пределах экспериментальных ошибок не зависит от мощности возбуждения резонатора. Ток же  $H^+$  в этом же диапазоне пропорционален напряженности электрического поля.

Использование вместо капилляра трехвитковой спирали из кварцевой трубки с внутренним диаметром 1,8 мм и радиусом спирали 4 мм уменьшило газовую экономичность источника почти на два порядка, плоские капилляры и сферические колбочки уменьшают газовую экономичность источника в 2–5 раз. Капилляры с меньшим диаметром или более длинные капилляры, расположенные по оси резонатора большей длины в линейной области не меняют газовую экономичность источника. Однако область линейной зависимости тока от расхода с уменьшением диаметра и увеличением длины капилляра уменьшается. Поэтому наиболее перспективным кажется лишь увеличение диаметра капилляра. Для исследования капилляров с диаметром сльшим, чем 1,8 мм, нами изготовлен капиллярный СВЧ- источник ионов с импульсным напуском газа. Кроме этого, по-видимому, перспективно использование резонаторов с вакуумированной полостью или полостью, заполненной диэлектриком, которые можно возбуждать мощностью свыше 30 кВт. Это позволило бы увеличить выход  $H^+$  и увеличить область линейной зависимости тока от расхода водорода.

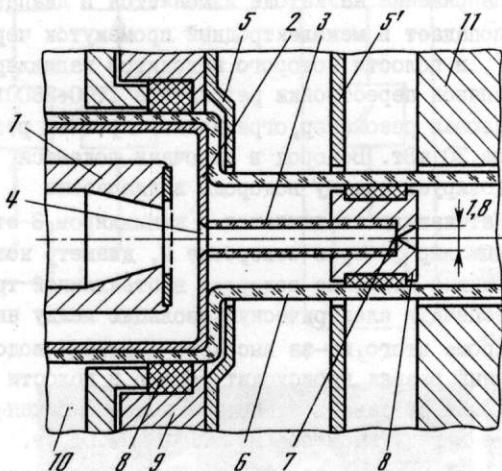


Рис. 1. Конструкция источника ионов

1 — анод; 2 — катод; 3 — капилляр; 4 — катодное отверстие; 5, 5' — стенки резонатора; 6 — стеклянная трубка; 7 — отверстие держателя; 8 — держатель; 9 — стенка камеры; 10 — вакуумный объем; 11 — сердечник магнита

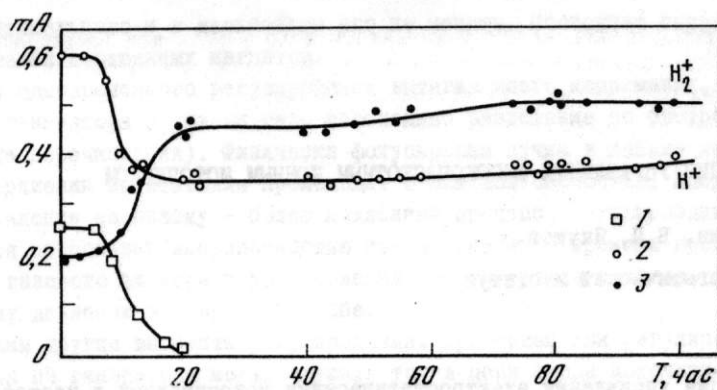


Рис. 2. Зависимость тока  $H^+$  и  $H_2^+$  от времени работы источника ионов  
 1 - ток  $H^+$  без напуска водорода; 2,3 - ток  $H^+$ ,  $H_2^+$  при расходе  
 водорода  $1,4 \text{ см}^3/\text{час}$ . Мощность СВЧ - поля 30 кВт, длительность  
 импульса 10 мкс, частота следования 25 Гц

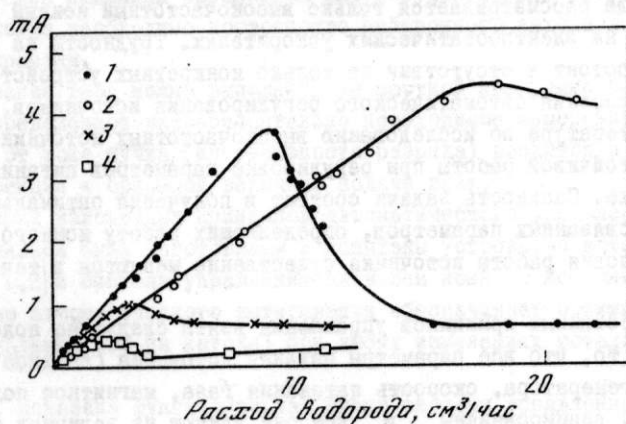


Рис. 3. Зависимость тока  $H_2^+$  и  $H^+$  от расхода водорода  
 1,2 - ток  $H_2^+$  и  $H^+$  в магнитном поле 6 кЭ, 3,4 - ток  $H_2^+$  и  $H^+$  без маг-  
 нитного поля. Мощность СВЧ - поля 30 кВт, длительность импульса 10 мкс,  
 частота следования 25 Гц