

B389.1
B.85

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**ТРУДЫ
ДЕВЯТОГО ВСЕСОЮЗНОГО
СОВЕЩАНИЯ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ
ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ**

ДУБНА, 16-18 октября 1984 года

Том II

ДУБНА 1985

НАГРЕВ ПУЧКА ВБЛИЗИ ПОРОГА СЛАБОДИССИПАТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н.С. Диканский, Д.В. Пестриков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В докладе [1] показано, что в отсутствие когерентных неустойчивостей причиной кулоновской релаксации энергетического распределения холодного пучка в накопителе может быть теплообмен частиц и когерентных флуктуаций. Достижение равновесия в холодном пучке было обусловлено конкуренцией возбуждения продольных колебаний тепловым движением частиц и поглощением этих колебаний частицами пучка за счет затухания Ландау. Такой теплообмен наиболее эффективен для волн с декрементами

$$\lambda_n \tilde{\tau}_p \approx 1, \quad (1)$$

где $\tilde{\tau}_p$ — время релаксации частиц. Переизлучения волн частицами приводило к появлению равновесия, в котором температуры мод фона когерентных флуктуаций были равны температуре частиц. В настоящем докладе рассмотрен случай, когда выполнение условия (1) обеспечивается близостью параметров пучка к порогам продольных когерентных неустойчивостей:

$$\lambda_n \sim 1 - N/N_{ch},$$

где N — число частиц в пучке, N_{ch} — пороговое число частиц. В околопороговой области ($\Delta N = N_{ch} - N \ll N_{ch}$) уровень когерентного шума пучка может существенно превышать тепловой [2]. В этих условиях теплообмен частиц и когерентных флуктуаций может приводить к заметному увеличению продольной температуры пучка T даже при сравнительно небольшом количестве неустойчивых мод.

Мы ограничимся рассмотрением одного специального случая, когда неустойчивость однородного пучка вызывается слабой диссипативностью окружающих пучок электродов. Для определенности считаем, что энергия частиц γmc^2 пучка превышает критическую энергию накопителя ($\gamma > \gamma_{tz}$).

Кинетической стадии развития энергетического распределения отвечает область параметров под порогом неустойчивости ($N < N_{ch}$) [3]. При дополнительных предположениях:

а) взаимодействие с наведенными пучком полями мало искажает движение частиц за времена порядка периодов обращения ($2\pi/\omega$);

б) наведенные пучком поля не возбуждают поперечных колебаний частиц; удается построить систему релаксационных уравнений для T и температур флуктуаций

$$T_n = \frac{R_0^2}{n^2 \omega_c} \operatorname{Re} \left(\frac{n}{i Z_n} \right) \int d\omega (\delta E_n)_{\omega}^2. \quad (2)$$

В отсутствие охлаждения пучка эта система имеет вид:

$$\frac{dT_n}{dt} = -\lambda_n (T_n - \Phi_n(T)), \quad (3)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = W. \quad (4)$$

Здесь $2\pi R_0$ — периметр орбиты, $(\delta E_n)_{\omega}^2$ — спектральная плотность флуктуаций наведенного пучком продольного электрического поля; $Z_n = Z_n' - i Z_n''$ — импеданс

электродов, с которыми взаимодействует пучок; \mathcal{E} - полная энергия теплового движения

$$\mathcal{E} = \frac{NT}{2} - \sum_n \frac{T_n}{2}; \quad (5)$$

W - мощность потерь (на одну частицу) энергии флуктуаций поля во внешней системе:

$$W = \langle (e\delta E \delta j) \rangle = \sum_n \frac{\Delta\omega_n}{n} \cdot \frac{\omega_0'}{|\omega_0'|} \left(\frac{n Z_n'}{Z_n''} \right) T_n, \quad (6)$$

$\Delta\omega_n$ - величина когерентного сдвига частоты на пороге неустойчивости; функция ϕ_n связана с равновесным уровнем шума пучка

$$\phi_n = T_{th} / (1 - T_{th}/T), \quad (7)$$

$$T_{th} = \frac{Ne^2\omega_0}{2i\tilde{\omega}} \left(\frac{Z_n''}{n} \right) \quad (8)$$

- температура, отвечающая порогу неустойчивости. Для нерезонансных элементов

$$\left(\frac{Z_n''}{n} \right) = \begin{cases} const, & |n| < n_0 \\ \sim n^{-2}, & |n| > n_0, \end{cases} \quad (9)$$

где $n_0 \sim R_0/\ell_2$, ℓ_2 - характерный поперечный размер. Поэтому для наиболее опасных длинноволновых неустойчивостей $|n| < n_0$, пороговые температуры (8) одинаковы.

Непосредственно система (3,4) не имеет стационарных решений. Для энергетических распределений, близких к гауссову на пороге неустойчивости, имеет место соотношение

$$\frac{\omega_0'}{|\omega_0'|} \cdot \frac{Z_n' n}{\Delta\omega_n} = \frac{Ne^2\omega_0}{2i\tilde{\omega}} \frac{|Z_n'|^2}{T} \int d\rho \delta(\Delta\omega_n - n\omega_0'\rho) f_0(\rho) > 0. \quad (10)$$

Поэтому $W > 0$ и, соответственно, релаксация сопровождается ростом \mathcal{E} . Взаимодействие частиц с когерентными флуктуациями приводит к нагреву пучка и выходу его из околупороговой области ($\Delta N \ll N_{th}$).

Одним из путей предотвращения такого нагрева могло бы быть использование охлаждения частиц. В этом случае уравнение (4) должно быть заменено на

$$\frac{dT}{dt} = \sum_n \frac{1}{N} \frac{dT_n}{dt} + \frac{W}{N} - 2\lambda_0(T - T_0), \quad (11)$$

где λ_0 - декремент охлаждения, T_0 - равновесная продольная температура при нулевом токе пучка ($N \rightarrow 0$). В отличие от (3,4), система уравнений (3,11) имеет равновесные решения. Однако при достаточно сильном трении ($T_0 \ll T_{th}$) значения равновесной температуры всегда превышают T_{th} и тем ближе к T_{th} , чем больше λ_0 .

Действительно, в равновесии $T_n = \phi_n(T)$, поэтому уравнение для равновесной продольной температуры T имеет вид ($dT/dt = 0$):

$$T - T_0 = \frac{1}{2\lambda_0} \sum_n \frac{\Delta\omega_n}{Nn} \left(\frac{n Z_n'}{Z_n''} \right) \cdot \frac{T_{th}}{1 - T_{th}/T},$$

или

$$T - T_0 = q \frac{T_{th}}{1 - T_{th}/T}, \quad (12)$$

где $q = \frac{1}{2\lambda_0} \sum_n \frac{\Delta\omega_n}{Nn} \left(\frac{n Z_n'}{Z_n''} \right) > 0$

малая величина ($q \ll 1$), если

$$\lambda_0 \gg \frac{n_0 \Delta\omega}{N} \left(\frac{n Z_n'}{Z_n''} \right)^{4/3},$$

$\Delta \omega$ - разброс частот обращения в пучке. Решение (I2) имеет особенно простой вид в двух случаях:

$$T = \begin{cases} T_0, & T_0 \gg T_{th} \\ T_{th}(1+q) \approx T_{th}, & T_0 \ll T_{th}. \end{cases} \quad (I3)$$

Таким образом, при стабилизации когерентных неустойчивостей затуханием Ландау пучок не может быть охлажден до температур, меньших T_{th} . Это связано с нарастанием мощности когерентного шума пучка при приближении к порогу неустойчивости и является общим свойством для всех когерентных неустойчивостей пучка.

Равновесный уровень когерентного шума в пучке

$$\langle |\delta p_u|^2 \rangle = N/q$$

заметно превышает уровень дробового шума ($\langle |\delta p_u|^2 \rangle = N$), если q мало. Для справедливости же используемого здесь квазилинейного приближения $\langle |\delta p_u|^2 \rangle$ не должно приближаться к N^2 . Поэтому q должно быть ограничено снизу

$$q \gg \frac{1}{N},$$

что выполняется тем лучше, чем больше число неустойчивых мод ($2n_0$).

Нагрев в околороговой области может быть причиной увеличения длины пучка, сгруппированного в ступок В.Ч. полем накопителя. Оценка равновесной длины для "микроволновых неустойчивостей" [4] дает [3]:

$$l_b^2 \approx \frac{Ne^2 \omega_0^2 |R_0|^2}{l_0 \Omega_p^2} \left(\frac{Z_u''}{n} \right), \quad n\theta_b \gg 1, \quad n_0\theta_0 \gg 1, \quad l_b \gg l_0. \quad (I4)$$

Здесь Ω_p - частота синхротронных колебаний, $l_b = 2R_0\theta_b$ - длина пучка, l_0 - длина пучка при нулевом токе. При радиационном охлаждении зависимость отношения $\alpha = l_b/l_0$ от N и энергии частиц γmc^2 определяется формулой

$$\alpha = C \frac{N^{1/3}}{\gamma^{5/6}} \left(\frac{Z_u''}{n} \right)^{1/3}. \quad (I5)$$

C - геометрический фактор, зависящий от параметров орбиты. Видно, что зависимость α от γ , помимо прочего, определяется зависимостью от энергии сил, переносящих взаимодействие частиц. Например, при $(Z_u''/n) \sim 1/\gamma^2$ (I5) приво-

дит к зависимости $\alpha \sim \frac{N^{1/3}}{\gamma^{3/2}}$, близкой к наблюдавшейся на установке ADONE [5]:

$$\alpha \sim \frac{N^{1/3}}{\gamma^{5/3}}.$$

Авторы благодарны А.В.Бурову за обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Особенности кулоновской релаксации холодного несгруппированного пучка в накопителе. См. настоящий сборник, т. II, с. 246.
2. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. ЖТФ, 1980, 50, № 7, с. I411.
3. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Нагрев несгруппированного пучка вблизи порога продольной неустойчивости. Препринт 84-122 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
4. Hübner K., Zotter B. CERN/ISR-TH/78-3, 1978.
5. Amman F. IEEE Trans. on Nucl. Science, 1969, NS-16, p. 1073.

□

ВЭШ-4: СОСТОЯНИЕ И ПЛАНЫ

В.В.Анашин, М.М.Бровин, П.Д.Воблый, О.П.Гордеев, А.А.Жоленц, А.А.Казаков, Г.А.Корнюхин, В.А.Киселев, Э.А.Купер, Л.М.Курдадзе, Б.В.Левичев, А.А.Медведко, С.И.Мишнев, А.П.Онучин, В.В.Петров, Г.С.Пискунов, В.Г.Попов, И.Я.Протопопов, Ю.А.Пушков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, А.Б.Темных, Г.М.Тумайкин, Ю.И.Эйдельман.

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Состояние комплекса

По-видимому, как на любой работающей на эксперимент машине, значительное внимание на комплексе ВЭШ-4 уделяется бесперебойному функционированию отдельных систем, учету потерь времени, повышению доли времени работы комплекса на эксперимент.

Учет состояния комплекса в значительной мере автоматизирован. Рис.1 отражает работу комплекса за одну 12-часовую смену. Рис.2 - работу в течение месяца.

Комплекс работает круглосуточно, включая выходные и часть праздничных дней, в среднем девять месяцев в году. Около трех месяцев используются для ежегодных профилактик оборудования, запланированных модернизацией и отпуска сотрудников.

Некоторые достигнутые параметры:

скорость накопления позитронов в ВЭШ-3	до 1 МА/МИН
скорость накопления электронов в ВЭШ-3 (в пересчете на ток ВЭШ-4),	до 10 МА/МИН
максимальная энергия ВЭШ-4	5,8 ГэВ,
максимальная светимость на $E=4,75$ ГэВ	$5,3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$,
записанный за год интеграл светимости	10,5 обр.пикобарн,
доля времени на физику высоких энергий	60%.

Описание элементов комплекса ВЭШ-4 и режимов его работы были даны ранее, например в /1,2/. Отметим некоторые изменения за прошедшие два года со времени предыдущей конференции.

На кольцо ВЭШ-4 установлены две "змейки" - 120-сантиметровых магнита с плоским знакопеременным полем. Они позволили подавить когерентную неустойчивость, возникавшую при малых токах. В настоящее время пороговый ток увеличен до порядка 15 мА. Улучшение ситуации связано с уменьшением времени радиационного затухания на энергии инжекции в два раза.

В 1982 году, ввиду плохой надежности и необходимости модернизации высоковольтного источника питания гирокона, были изготовлены и запущены в работу пять ламповых генераторов с общим возбуждением, работающие на пять ВЧ-резонаторов ВЭШ-4. Последний, шестой, резонатор, как и раньше, работает от отдельного генератора /3/. С этого времени работа накопителя продолжалась по указанной схеме.

Продолжалась работа по увеличению светимости накопителя. Очевидный резерв в этом направлении заключается в уменьшении бета-функции в месте встречи. Проблема заключается в следующем: детектор МД-1 должен иметь большую базу для регистрации рассеянных электронов с малыми потерями энергии: эта база

равна примерно 4,5 м. При получении малой бета-функции в этих условиях ее значение и размер пучка в ближайших к месту встречи квадрупольных линзах резко возрастает. Для обеспечения возможности уменьшения бета-функции в месте встречи апертура в этих линзах была увеличена в полтора раза. Как уже сообщалось, перестройкой бета-функции на энергии эксперимента до 19 см удалось поднять светимость накопителя вдвое. При этом максимальное значение бета-функции равнялось 140 метров. Дальнейшая работа в этом направлении привела к $\beta_z = 12$ см и увеличению светимости еще более чем в два раза. На энергии ипсилон-мезона ($E = 4730$ МэВ) получена светимость $5,3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Максимальная бета-функция при этом — 200 метров.

В настоящее время имеется информация о светимости ВЭПП-4 в режиме с бета-функцией в месте встречи 12 см при разных энергиях накопителя. Данные, взятые из текущей экспериментальной работы по набору интеграла светимости, приведены на рис.3. Прослеживающийся рост светимости отвечает зависимости $L \sim E^{4,5}$. На рисунке 4 приведены данные о величине параметра пространственного заряда пучка ξ . Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии зависимости ξ от энергии накопителя.

Ускорители заряженных частиц являются чрезвычайно сложными и дорогими системами, рассчитанными на длительный срок эксплуатации. В связи с этим остро встает проблема морального и физического старения компонентов системы управления и, что особенно важно, применяемых в системе ЭМ.

В период проектирования системы управления комплексом ВЭПП-4 нами были выбраны ЭМ „ОДРА“ как наиболее мощные и доступные в то время. Как показал опыт, этот выбор был сделан правильно. Однако в настоящее время очевидна необходимость дальнейшего развития и модернизации системы управления. Нами был разработан автономный контроллер крейта, являющийся по сути законченной микро-ЭМ, программно-совместимой с ЭМ ОДРА, и получивший название ОДРЕНОК /4/. ОДРЕНОК представляет собой КАМАК-модуль двойной ширины, имеет 64К 24-разрядных слов встроенной оперативной памяти, полный набор команд машины ОДРА с расширением для работы с КАМАКом.

Летом 1983 года была выпущена партия микро-ЭМ и они уже активно используются в качестве периферийных машин системы управления комплекса ВЭПП-4 и самостоятельно на других установках Института.

Эксперименты

В течение 1983-1984 гг. по программе физики высоких энергий были проведены следующие эксперименты /5,6/:

а) прецизионное измерение масс Υ' и Υ'' -мезонов. Использовалась та же методика, что и при калибровке Υ -мезона, о чем докладывалось на предыдущей конференции. Точность измерений улучшена примерно в 20 раз. Аналогичные измерения масс Υ и Υ' -мезонов были повторены на установках CESR и DORIS. В пределах ошибки данные согласуются между собой;

б) измерение лептонной ширины Υ -мезона (Γ). В этом эксперименте были использованы возможности ВЭПП-4 для точной (3%) абсолютной калибровки светимости по двойному тормозному излучению и методика абсолютной калибровки энергии. В процессе измерений было выполнено около 90 калибровок энергии. Набранный интеграл светимости по этому эксперименту — два обратных пикобарна;

в) эксперименты по двухфотонной физике. Это важная часть программы детектора МД-1. При набранном интеграле светимости ~ 10 пбарн⁻¹ зарегистрировано свыше 1000 событий процесса $ee \rightarrow ee + \text{адроны}$. Результаты обрабатываются. Измерения процессов $ee \rightarrow ee + ee$ и $ee + \mu\mu$ согласуются с квантоводинамическими расчетами.

Продолжались эксперименты с поляризованными пучками. Впервые наблюдается спиновая зависимость интенсивности синхротронного излучения. С помощью специально разработанного детектора и использования методики сравнения СИ от двух сгустков удалось наблюдать их отношения на уровне 10^{-4} при деполяризации одного из сгустков /7/.

На базе лазерного поляриметра создан источник монохроматических γ -квантов с энергией до 800 МэВ /8/, получаемых за счет обратного комптоновского рассеяния. Совместно с Институтом ядерных исследований (Москва) поставлены эксперименты по изучению фотоделения U 238 /9/.

ВЭПП-4 широко используется в качестве источника жесткого синхротронного излучения. Установлено 4 канала для вывода СИ, эксперименты ведутся на 6 специализированных станциях. Всего работает свыше 50 групп из разных организаций Советского Союза и из-за рубежа. Система стабилизации положения пучка по вертикали, разработанная для измерения поляризации, поддерживает стандартное положение пучков СИ, что обеспечивает хорошие условия для проведения экспериментов параллельно с основной программой.

Планы модернизации

Опрос физиков, проведенный во время последнего Международного совещания по детекторам для установок со встречными пучками, показал, что в области ипсилон-резонансов требуется набор интеграла светимости в тысячи обратных пикобарн. Такого же порядка интегралы требуются, по нашим оценкам, для постановки хороших экспериментов по двухфотонной физике.

Видимые сегодня пути увеличения светимости накопителя ВЭПП-4 следующие:

- 1) дальнейшее уменьшение бета-функции в месте встречи;
- 2) организация многосгусткового режима с электростатическим разведением пучков в ненужных местах встречи;
- 3) увеличение фазового объема пучка перестройкой структуры или специальными змейками с целью увеличения токов пучков;
- 4) поиски способов увеличения предельного сдвига частот бетатронных колебаний от встречного пучка.

В настоящее время ВЭПП-4 работает с $\beta_z = 12$ см при длине сгустка $\sigma_z = 5$ см. В принципе, можно надеяться на реализацию 5-сантиметровой бета-функции. При этом бета-функция в прилегающих к месту встречи линзах возрастет с 200 метров в настоящее время до 500 метров. Для этого потребуются изготовление двух линз с большой апертурой со специальными требованиями на их нелинейности.

Подготовлены варианты организации многосгусткового режима (до 4x4 сгустка). Для этого разработаны специальные вставки в полукольца с электростатическим разведением и увеличенной апертурой. Во вставках зарезервировано место для установки сверхпроводящих змеек, что позволит увеличить фазовый объем и обеспечить ход светимости с энергией γ^{-2} вместо γ^{-4} . Одновременно в полукольцах планируется улучшить систему коррекции квадратичной, кубичной нелинейности и связи, что должно ослабить машинные резонансы и, как показывают расчеты, увеличить предельное значение сдвига частот бетатронных колебаний.

Мы надеемся, что все перечисленные выше мероприятия обеспечат увеличение светимости на порядок.

Следует отметить, что многосгустковый режим существенно улучшает фоновую ситуацию для двухфотонной физики, поскольку в настоящее время в систему регистрации рассеянных электронов на каждом обороте попадает порядка одного элект-

0141

14/05/84

НАЗНАЧЕНИЕ РАБОТЫ: ИЗМЕРЕНИЕ СВЕТЛОТЯЧЕНИЯ

ВРЕМЯ РАБОТЫ: 123.99

ОПЕРАТОР: А.С. КОЗЛОВ

ЗНАЧЕНИЕ ОПЕРАТОРА: (79. 2)

№ РАБОТЫ	ВРЕМЯ НАЧАЛА РАБОТЫ	ВРЕМЯ КОНЦА РАБОТЫ	ВРЕМЯ РАБОТЫ
00001	00.00	00.00	00.00
00002	00.00	00.00	00.00
00003	00.00	00.00	00.00
00004	00.00	00.00	00.00
00005	00.00	00.00	00.00
00006	00.00	00.00	00.00
00007	00.00	00.00	00.00
00008	00.00	00.00	00.00
00009	00.00	00.00	00.00
00010	00.00	00.00	00.00

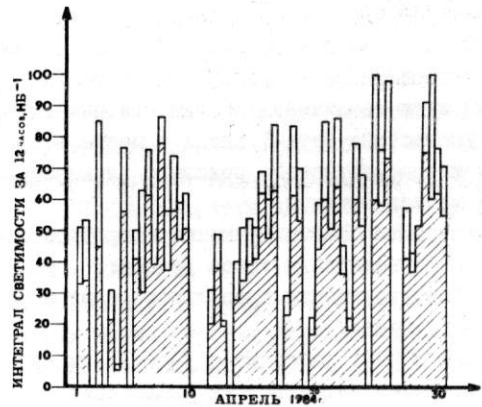
ИОНАМИ В 25 МВ. СВЕТЛОТЯЧЕНИЕ ДО 5 МЭВ

ВРЕМЯ НАЧАЛА РАБОТЫ	ВРЕМЯ КОНЦА РАБОТЫ	ВРЕМЯ РАБОТЫ	СВЕТЛОТЯЧЕНИЕ
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00
00.00	00.00	00.00	0.00

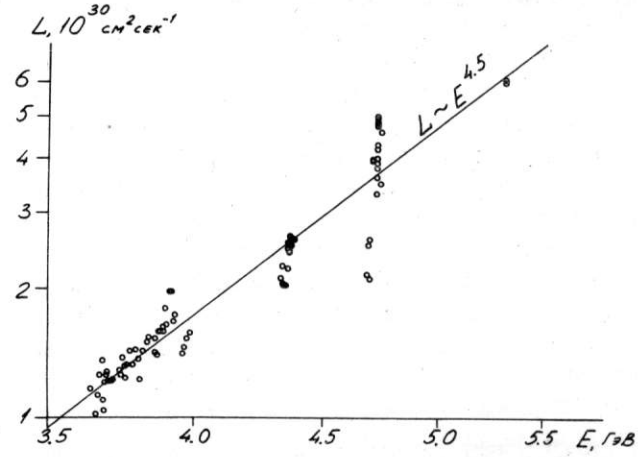
ВРЕМЯ НАЧАЛА РАБОТЫ: 11.00 ВРЕМЯ КОНЦА РАБОТЫ: 10.56
 ВРЕМЯ РАБОТЫ: 11.00 ВРЕМЯ РАБОТЫ: 10.56
 ВРЕМЯ РАБОТЫ: 11.00 ВРЕМЯ РАБОТЫ: 10.56

НАЧАЛО СЧЕТА: 14/05/84
 КОНЕЦ СЧЕТА: 17/05/84

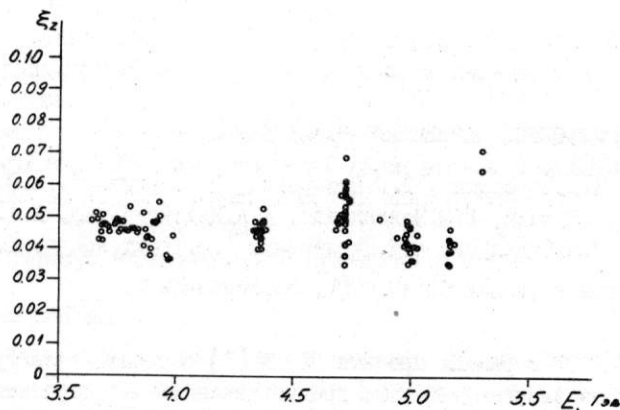
Р и с. 1. Сменный отчет работы комплекса ВЭШ-4.



Р и с. 2. Набор интеграла светимости в течение месяца.



Р и с. 3. Зависимость светимости от энергии.



Р и с. 4. Зависимость параметра пространственного заряда от энергии.

рона (позитрона) от процесса однократного тормозного излучения, являющегося для изучаемого процесса фоновым.

Кроме того, планируется модернизация центральной части детектора МД-1 и увеличение телесного угла системы рассеянных электронов. Для этого разрабатываются новые доворотные магниты с увеличенной апертурой. В итоге, с учетом увеличения светимости, эффективная производительность по двухфотонным процессам должна возрасти в 20-30 раз.

Другими аспектами модернизации комплекса ВЭПП-4 является получение продольно-поляризованных пучков и монохроматизация энергии взаимодействия. В этих направлениях продолжаются теоретические проработки. Указанные выше изменения накопителя направлены одновременно на более простое решение и этих задач. Начата разработка нового детектора для монохроматических экспериментов. Рассматриваются возможности организации второго места встречи, расположенного противоположно имеющемуся в МД-1.

Согласно нашим планам, остановка комплекса ВЭПП-4 для его модернизации начнется через 2-3 года.

Л и т е р а т у р а

1. Анашин В.В. и др. Состояние работ на ВЭПП-4. Труды 8-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, т.1, стр.37, 1983.
2. The VEPP-4 staff. VEPP-4: status. Proc. 12th Int. Conf. High-Energy Accel., Batavia, 1983, p.179.
3. Арбузов В.С. и др. ВЧ-система накопителя ВЭПП-4. Труды настоящего совещания, т.1, с.115.
4. Алешаев А.Н. и др. Применение 24-разрядной микро-ЭВМ для построения систем управления на комплексе ВЭПП-4. Труды настоящего совещания, т.1, с.249.
5. Артамонов А.С. и др. Препринт ИЯФ 83-84. Новосибирск, 1983.
6. Артамонов А.С. и др. Препринт ИЯФ 84-87. Новосибирск, 1984.
7. Беломестных С.А. и др. Препринт ИЯФ 83-86. Новосибирск, 1983.
8. Казаков А.А. и др. Источник квазимонохроматических γ -квантов для экспериментов по ядерной физике на накопителе ВЭПП-4. Труды настоящего совещания, т.1, с.268.
9. Казаков А.А. и др. Препринт П-0329 ИЯИ АН СССР. Москва, 1984.

□

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ БЭП

В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич, Б.И.Гришанов, А.В.Евстигнеев, И.А.Кооп, В.И.Купчик, В.М.Меджидзаде, А.А.Михайличенко, Е.А.Переведенцев, В.М.Петров, И.К.Седяров, А.Н.Скринский, Э.М.Трахтенберг, Ю.М.Шатунов
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В ИЯФ СО АН СССР в рамках проекта ВЛЭШ [1] создается электрон-позитронный накопитель БЭП на энергию 700 МэВ, предназначенный для отработки методики формирования пригодных для инъекции в суперлиinak высокоинтенсивных ступков электронов и позитронов с малыми поперечными размерами.

Накопитель БЭП будет установлен на комплексе ВЭШ-2М. Он обеспечит примерно в 5 раз более высокую по сравнению с ВЭШ-2 скорость накопления позитронов и заменит его в качестве бустера для установки ВЭШ-2М. Максимальная энергия инъекции пучков в ВЭШ-2М возрастет с 550 до 700 МэВ, что в сочетании с поставкой на ВЭШ-2М сверхпроводящей змейки, позволит выйти на уровень светимости $7 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [3].

1. Структура накопителя

Магнитная система БЭП состоит из 12 периодов, каждый из которых представляет собой ФODO-ячейку. В отличие от схемы с зеркально-симметричным расположением линз, в нашем случае применен дублетный вариант фокусирующей структуры. Компоновка Φ и D линз в дублеты позволила в два раза уменьшить число магнитов и увеличить длину прямолинейных промежутков при том же периметре накопителя (рис.1).

Выбранные значения частот бетатронных колебаний $\nu_z = 3,18$, $\nu_x = 3,61$ позволяют получить на энергии 700 МэВ требуемые для проекта ВЛЭШ значения вертикального и радиального эмиттансов: $\epsilon_z = 10^{-8} \text{ см.рад.}$, $\epsilon_x = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ см.рад.}$ Высокая степень симметрии фокусирующей структуры сокращает число работающих нелинейных резонансов и значительно упрощает настройку накопителя.

Фазовый объем инжектируемого в БЭП позитронного пучка равен $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см.рад}$ по вертикальному направлению и $4 \cdot 10^{-3} \text{ см.рад.}$ по горизонтальному, что и определило адмитанс накопителя, который принят равным 10^{-2} см.рад. по вертикали и $2,5 \cdot 10^{-2}$ - по горизонтали.

Выбрана радиальная схема инъекции, имеющая в данном случае ряд преимуществ по сравнению с вертикальной (рис.2). Действительно, вертикальный и горизонтальный размеры инжектируемого позитронного пучка отличаются несущественно, радиальная дисперсия частиц, связанная с отклонением по энергии на $\pm 3\%$, мала по сравнению с бетатронным размером, поэтому радиальная инъекция выглядит более экономичной, т.к. в этом случае требуется меньший межполюсный зазор магнитов кольца. Пропускная способность выходного окна септум-магнита равна 10^{-2} см.рад по фазовому объему и $\pm 5\%$ по $\Delta E/E$, толщина ножа равна 3 мм. Магнитное поле инфлектора доворачивает пучок на угол $0,0214 \text{ рад.}$ Для уменьшения амплитуды колебаний накопленного пучка применена частичная компенсация удара инфлектора ударом такого же по конструкции прединфлектора, расположенного за пять периодов (1,5 колебания) до инфлекторного промежутка. Соотношение амплитуд инфлектора и прединфлектора на энергии накопления позитронов (125 МэВ) равно 2 : 1. В режиме накопления большого тока (электронов), которое предполагается вести

на энергии 250 МэВ, целесообразно работать с равными по величине импульсами инфлектора и прединфлектора, чтобы иметь полное гашение когерентных колебаний накопленного пучка.

Территориально кольцо БЭП займет место накопителя ВЭПП-2 (рис.3), причем медианная плоскость БЭП будет лежать на одном уровне с медианной плоскостью синхротрона БЭМ. Изменение направления оси канала БЭМ-БЭП по сравнению с существующим на $11,7^\circ$ будет осуществлено поворотом синхротрона БЭМ.

Основные параметры накопителя БЭП приведены в таблице I.

II. Параметры пучков

Основными процессами, определяющими величину установившегося радиального эмиттанта пучка σ_x , являются квантовые флуктуации синхротронного излучения (СИ), а при большом числе частиц в сгустке - эффект внутреннего рассеяния.

Т а б л и ц а I

Энергия		700 МэВ
Число периодов		12
Периметр орбиты		22,35 м
Частота бетатронных колебаний	ν_z	3,18
	ν_x	3,61
Коэффициент пространственного уплотнения орбит	α	0,05
Потери энергии на СИ		17 кэВ/оборот
Время радиационного затухания	τ_x	7,3 мс
Время радиационного затухания	τ_z	6,28 мс
Ведущее магнитное поле	H_z	18,24 кГс
Градиент поля в линзах	H'_z	3,72 кГс/см
		2,48 кГс/см
Межполюсный зазор в магнитах		40 мм
Апертура в Д и Ф линзах	$2r$	56 мм
		84 мм
Захватываемый эмиттанс	σ_{zx}	10^{-2} см.рад
Захватываемый энергетический разброс $\Delta E/E$ на энергии инъекции 125 МэВ		$\pm 3\%$
Кратность ВЧ	q	2
Частота ВЧ		26,83 МГц
Амплитуда напряжения ВЧ		60 кВ
Частота синхротронных колебаний	ν_s	10^{-3}
Квантово-флуктуационные размеры пучка в максимуме β -функций	σ_x	0,28 мм
	σ_{xs}	0,2 мм
	σ_z	0,012 мм
	$\sigma_{\Delta E/E}$	$0,51 \cdot 10^{-3}$
	σ_y	7,5 см
Размеры пучка при токе пучка $\mathcal{I} = 2A$ ($N = 10^{12}$)	σ_x	0,4 мм
	σ_z	0,017 мм
	σ_y	10 см
Поперечный эмиттанс пучка при $\mathcal{I} = 2A$	σ_x	$6,4 \cdot 10^{-6}$ см.рад
	σ_z	10^{-8} см.рад

Вклад квантовых флуктуаций СИ в δ_x быстро падает с ростом ν_x [2]. Для ФДО структуры справедлива оценка:

$$\delta_x \approx \lambda \frac{R_0}{R} \cdot \frac{\delta^2}{\nu_x^3} \quad (1)$$

где λ - комптоновская длина волны электрона, $R_0 = \pi/2\pi$ - средний радиус равновесной орбиты, R - радиус поворота орбиты в магнитах, δ - релятивистский фактор.

Вклад от многократного внутреннего рассеяния в δ_x падает с ростом ν_x значительно слабее. При фиксированной длине ступка ($\sigma_y = \text{const}$) и $\nu_z \approx \nu_x$ и $\sigma_z \approx \sigma_y$ ратно пропорционален величине ν_x и растет с числом частиц в ступке как $N^{2/5}$. Выпишем кратко основные соотношения для данного процесса.

Скорость диффузии по энергии равна:

$$\frac{d}{dt} \sigma_{\Delta E/E}^2 = \frac{N \tau_e^2 c \Lambda}{2\pi \sigma_z \sigma_x \sigma_y \sigma_x' \delta^3}, \quad (2)$$

где τ_e - классический радиус электрона, c - скорость света, σ_z ; σ_x, σ_y - поперечные и продольные среднеквадратичные отклонения частиц в ступке, $\sigma_{\Delta E/E}$ - среднеквадратичное отклонение по энергии, $\sigma_x' = \sigma_x/\beta_x$ - локальный угловой разброс в пучке, а под Λ понимается выражение

$$\Lambda \approx \left(\frac{\pi}{2} + \ln X^{-1} \right) \ln \sqrt{\frac{\pi}{2}} \delta \sigma_z' \sqrt{\frac{\sigma_z}{\tau_e}} + \frac{1}{2} (\ln X^{-1})^2, \quad (3)$$

получающееся после усреднения по импульсам сечения кулоновского рассеяния. Используя связи:

$$\delta_x = \frac{G_s}{G_x} \langle I \rangle \sigma_{\Delta E/E}^2, \quad (4)$$

$$\sigma_y = \beta_y \sigma_{\Delta E/E}, \quad (5)$$

где G_s, G_z, G_x - декременты радиационного затухания синхротронных и бетатронных колебаний, $\langle I \rangle$ - среднее по кольцу значение эмиттанса дисперсионной функции χ_x , а $\beta_y = R_0 \sqrt{\frac{2\pi \alpha E}{q e v \sin^2 \psi_s}}$ - величина продольной β -функции, получим самосогласованное решение:

$$\sigma_{\Delta E/E} \approx \left[\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{\tau_e N \Lambda}{\alpha \beta_y} \right]^{1/6} \cdot \frac{\langle \beta_z^{-1/2} \rangle^{1/6}}{\langle K^2 \rangle^{1/6} \langle I \rangle^{1/4}} \cdot \frac{G_z^{1/6} G^{1/4}}{G_s^{5/12}} \cdot \frac{1}{\delta}, \quad (6)$$

где K - кривизна равновесной орбиты.

Если в качестве независимого параметра использовать σ_y , а не β_y , то решение (6) примет вид:

$$\sigma_{\Delta E/E} \approx \left[\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{\tau_e N \Lambda}{\alpha \sigma_y} \right]^{1/5} \cdot \frac{\langle \beta_z^{-1/2} \rangle^{1/5}}{\langle K^2 \rangle^{1/5} \langle I \rangle^{3/10}} \cdot \frac{G_z^{1/5} G_x^{3/10}}{G_s^{1/2}} \cdot \frac{1}{\delta^{6/5}}. \quad (7)$$

Величина Λ в формулах (6), (7) легко оценивается после одной-двух итераций. В нашем случае ($N = 10^{12}$, $\sigma_y = 10$ см, $\alpha \equiv \sqrt{\sigma_z/\sigma_x} = 0,04$) $\Lambda \approx 40$.

Попытки уменьшить $\sigma_{\Delta E/E}$ за счет применения магнитных "змеек" не увенчались успехом, т.к. рост $\langle K^2 \rangle$ сопровождается, к сожалению, увеличением дисперсионного эмиттанса I , и выигрыш оказывается небольшим. Проведенные по формулам (4), (7) оценки показали, что требуемое значение δ_x достигается в структуре накопителя БЭП на энергии 700 МэВ, при этом квантово-флуктуационный вклад в $\sigma_{\Delta E/E}$ и δ_x еще невелик.

Суммарное действие квантовых флуктуаций СИ и внутреннего рассеяния рассчитывалось численными методами на ЭВМ. На рис.4-5 приведены результаты этих вычислений для размеров и времени жизни пучка.

III. Системы накопителя

Магнитная система

Время подъема поля в накопителе БЭП не должно превышать 5 с, поэтому магнитопровод линз и магнитов сделан шихтованным из листа стали марки Армко толщиной 20 мм.

Основные обмотки линз и магнитов БЭП, выполненные профилированной медной шиной 16 x 36 мм² с отверстием для воды $\Phi = 10$ мм, соединены последовательно и питаются от одного выпрямителя. В каждый элемент кольца заложены также слаботочные корректирующие обмотки, позволяющие производить тонкую подстройку частот бетатронных колебаний и равновесной орбиты.

Апертура и, соответственно, число витков на полюс в Φ и Δ линзах отличаются ровно в 1,5 раза. Для компенсации хроматизма в профиль линз внесена секступольная коррекция. Для тонкой подстройки хроматизма предусмотрены две группы секступольных линз, по 12 в каждой, а для управления величиной связи бетатронных колебаний - семейство 12 скью-квадрупольных линз.

Т а б л и ц а 2

Параметры магнита:

Межполюсный зазор	40 мм
Длина магнита	67 см
Число витков на полюс	5
Ток питания обмотки	6,5 кА
Величина поля	18,24 кГс
Потребляемая мощность	38 кВт
Вес магнита	2,2 т

Параметры Φ и Δ линз:

	Φ	Δ
Диаметр вписанной окружности	84	56 мм
Длина линзы	25,1	16,25 см
Число витков на полюс	3	2
Ток питания обмотки	6,5	6,5 кА
Величина градиента поля	2480	-3720 Гс/см
Величина секступольного градиента	62	-160 Гс/см ²
Потребляемая мощность	16	9 кВт
Вес линзы	300	160 кг

ВЧ система

Длина выпущенного из синхротрона Б-3М ступка электронов равна 6 м, поэтому кратность частоты ВЧ-системы БЭП выбрана низкой - $q = 2$. Параметры ВЧ системы приведены в таблице 3, а эскиз осевого сечения резонатора показан на рис.6.

Медный вакуумный резонатор I помещается в объем из нержавеющей стали 2. Перестройка рабочей частоты осуществляется с помощью прогиба торцевых медных дисков 3. Предусмотрены специальные механизмы 7 для перестройки высших мод резонатора.

Т а б л и ц а 3

Параметры резонатора

Рабочая частота	26,827 МГц
Волновое сопротивление	25 Ом
Добротность	6500
Напряжение	50 кВ
Потребляемая мощность	7,8 кВт
Диапазон перестройки частоты	$\pm 2\%$
Наружный диаметр	850 мм
Длина по фланцам	570 мм
Ускоряющий зазор	16 мм

Другие параметры

Частота синхротронных колебаний	12 + 25 кГц
Мощность потерь на СИ при токе пучка $\mathcal{I} = 2$ А и $E = 700$ МэВ	34 кВт
Максимальная мощность, потребляемая от ВЧ-генератора	42 кВт

Инфлектор и прединфлектор

Поскольку длительность сгустка инжектируемых частиц в несколько раз меньше длительности оборота $T_0 = 48$ нс, время нарастания и спада поля в инфлекторе может достигать 40–50 нс. Поэтому принято решение использовать короткозамкнутый инфлектор, работающий в несогласованном режиме и отклоняющий частицы магнитным полем. На входы пластин через согласующие нагрузочные резисторы подаются разнополярные импульсы с амплитудой тока 2 кА. Волновое сопротивление пластин инфлектора равно 88 Ом, а волновое сопротивление генератора – около 6 Ом. Генератор формирует импульс при разряде искусственной формирующей линии через тиратрон. Зарядное напряжение линии 25 кВ. Тиратрон подключен по входу отклоняющей системы через 8 включенных параллельно кабелей с волновым сопротивлением 50 Ом.

Для пропуска СИ в пластинах инфлектора сделана щель высотой 5 мм. В инфлекторном промежутке имеется механический привод, позволяющий по окончании процесса накопления закоротить пластины между собой и на корпус, образовав тем самым односвязное сечение камер.

Вакуумная система

Вакуумная система БЭП включает в себя 12 охлаждаемых водой алюминиевых камер, проходящих через линзы и магниты кольца, и 12 прямолинейных промежутков, в которых располагаются высоковакуумные магниторазрядный и титановый испарительные насосы, обеспечивающие средний по кольцу вакуум $4 \cdot 10^{-8}$ Тор для циркулирующего тока $\mathcal{I} = 2$ А. Алюминиевые камеры, обладающие после технологической обработки малой скоростью десорбции, изготовлены методом горячего прессования. В семи стандартных прямолинейных промежутках, изготовленных из нержавеющей стали, кроме насосов расположены также зеркало–приемник СИ, электрод для обработки поверхности вакуумной системы тлеющим разрядом в среде аргона и перфорированная трубка, повторяющая в сечении профиль алюминиевых камер.

Остальные 5 промежутков заняты впускным и выпускным магнитами, инфлектором, прединфлектором и резонатором.

Алюминиевые камеры оканчиваются биметаллическими фланцами (сплав алюминия + нерж. сталь) и соединяются с прямолинейными промежутками аргонодуговой свар-

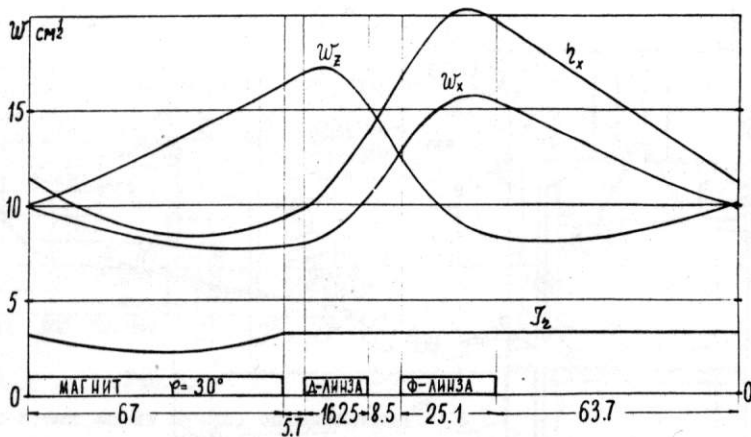


Рис. 1. Амплитудные функции W_z и W_x , дисперсионная функция z_x и ее эмиттанс J_z .

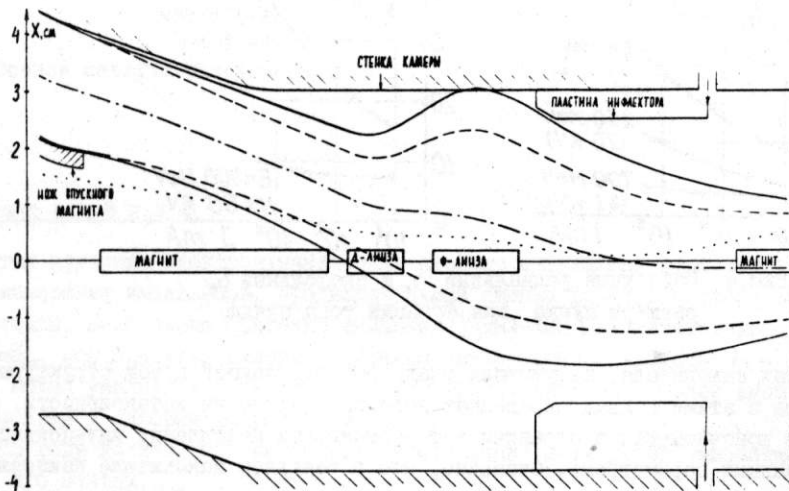


Рис. 2. Схема инжекции позитронов в БЭП.

кой. Вакуумная система накопителя разделяется на отдельные участки пролетными высоковакуумными шиберами. В открытом состоянии пролетное отверстие в шибере повторяет поперечное сечение вакуумной камеры, причем заслонка шибера находится при этом в уплотненном состоянии для устранения СВЧ возбуждений полости шибера.

Подавление когерентных неустойчивостей

Опыт работы на ВЭПП-2 и ВЭПП-3 показывает, что при интенсивностях, приближающихся к 10^{12} , характеристики пучка далеки от требований проекта ВЛЭПП — возбуждаются нестационарные коллективные колебания, которые приводят к увеличению эффективного эмиттанта пучка и энергетического разброса.

Основной причиной когерентных возбуждений для ультрарелятивистских пучков является электромагнитное поле, индуцированное летящим пучком на неровностях вакуумной камеры, пластинах выпуска-выпуска, ускоряющих резонаторах и прочих

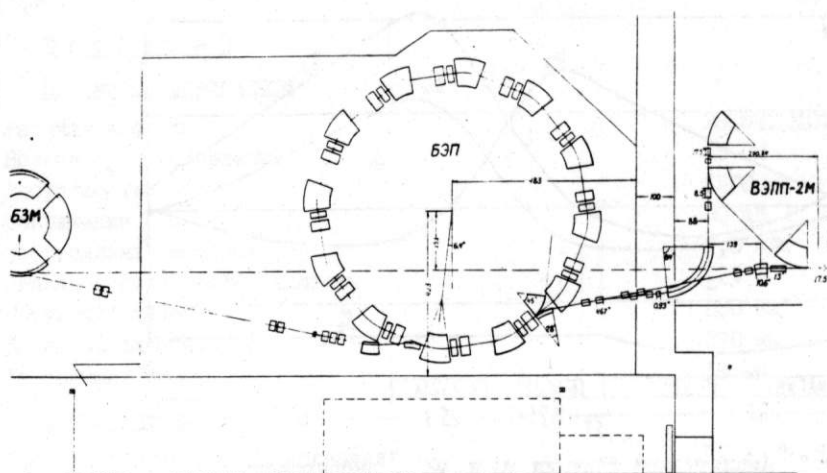


Рис.3. Схема накопителя БЗП.

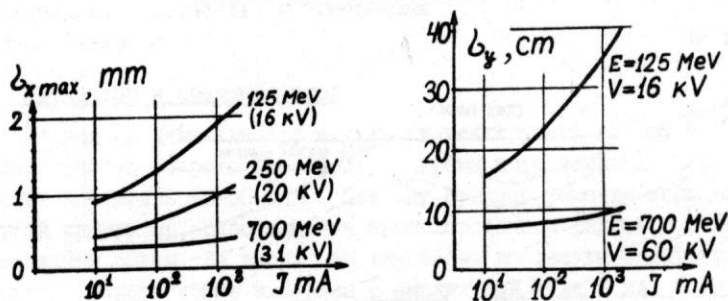


Рис.4. Расчетные радиальный l_x и продольный l_y размеры пучка как функции тока пучка.

компонентах накопителя, нарушающих гладкость окружающей пучок структуры. Взаимодействие с этими полями определяет пороговые значения интенсивности, инкременты, и в конечном итоге ограничивает возможности накопления интенсивного пучка с заданными параметрами. Очевидно, что в реальном накопителе неизбежны нарушения гладкости по причинам принципиального (ускоряющий резонатор, системы выпуска-выпуска) и конструктивного характера (вакуумные клапаны, сифоны, сочленения), устройства диагностики пучка также нарушают гладкость вакуумной камеры: окна вывода СИ, пикап-электроды и т.п. Кольцо БЗП спроектировано так, чтобы минимизировать взаимодействие пучка с окружающей его структурой до приемлемого уровня.

В частности, профиль алюминиевой вакуумной камеры, проходящей через магнит и квадрупольный дублет, в 7 стандартных прямолинейных промежутках продолжается перфорированными трубками, гофры сифонов изнутри прикрыты гибкими полосками, соединения фланцев снабжены контактными шайбами. Такой подход позволил локализовать принципиально неустранимые нарушения гладкости в 5 нестандартных прямолинейных промежутках.

Предусмотрена возможность закоротки по всей длине пластин инфлектора и прединфлектора по окончании импульса инжекции. Уступы в сечении вакуумной камеры в местах расположения септум-магнитов будут прикрыты проволочными решетками. Резонатор на вторую гармонику, расположенный в последнем из пяти нестандартных промежутков, выглядит для пучка как радиальная линия с очень малым зазором.

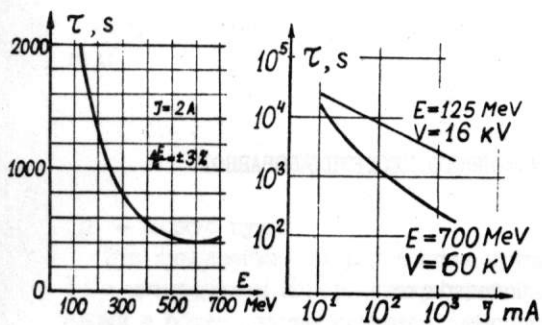


Рис. 5.

Расчетное время жизни пучка, определяемое эффектом внутреннего рассеяния, как функция энергии и тока пучка

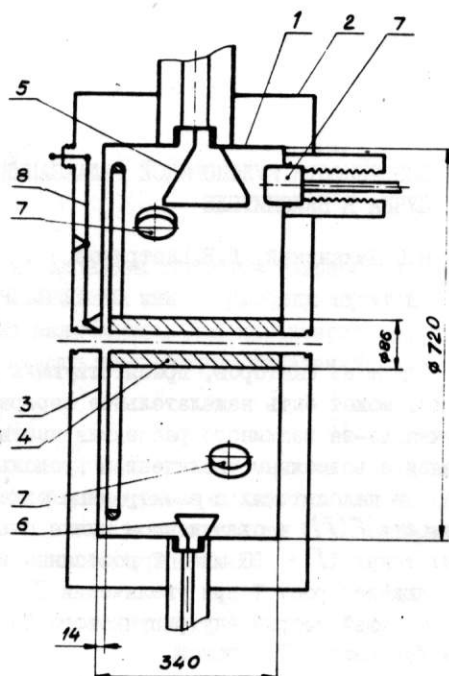


Рис. 6. Осевое сечение резонатора

Заключение

Ведется изучение электродинамических свойств окружающей пучок структуры, начаты измерения импедансов, предварительные оценки порогов неустойчивостей оптимистичны. Наибольшие опасения вызывает head-tail неустойчивость со связью мод, подчеркнутая низким значением синхротронной частоты $\nu_s = 1-2 \cdot 10^{-3}$, которую можно увеличить с переходом на другой вариант ВЧ с более высоким номером гармоники и пиковым напряжением.

В 1985 году должно быть закончено изготовление всех узлов накопителя БЭП и начат его монтаж.

Л и т е р а т у р а

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. "О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии". В сб. "Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза", стр. II, "Наука", Москва, 1981 г.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. "Теория циклических ускорителей", Физматгиз, М., 1962 г.
3. Анашин В.В. и др. "Сверхпроводящая змейка с полем 75 кГс для электрон-позитронного накопителя ВЭШ-2М", см наст. сборник, том II, с. 262.

□

ОСОБЕННОСТИ КУЛОНОВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ХОЛОДНОГО НЕСТРУПИРОВАННОГО ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

Н.С.Диканский, Д.В.Пестриков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Одним из факторов, препятствующих увеличению интенсивности пучка в накопителе, может быть нежелательное перераспределение парциальных фазовых объемов пучка из-за взаимного рассеяния частиц. Этот эффект долгое время обсуждался в связи с возможным увеличением продольной температуры T при увеличении тока пучка I в накопителях с электронным охлаждением. Экспериментальное изучение зависимости $T(I)$ в охлаждаемом пучке было проведено в [1]. Оказалось, что при малых токах ($I < 10$ мкА) T постоянно и примерно равно 1°К. Начиная с $I = 10$ мкА наблюдался рост T при увеличении I . Такое поведение $T(I)$ противоречит существующей теории внутривидового рассеяния [2], предсказывавшей более равномерный рост T с током.

Особенности столкновительной релаксации энергетического распределения холодного пучка могут определяться, по крайней мере, двумя обстоятельствами, которые не учитываются в работах [2]. Из-за движения в фокусирующих полях, с уменьшением T увеличивается число столкновений с длительностью $\tilde{t}_{ст}$, превращающей периоды бетатронных колебаний частиц ($\sim 1/\omega_0$), то есть адиабатических столкновений. Такие столкновения не дают вклада в теплообмен между поперечными и продольной степенями.

В адиабатическом пределе столкновения частиц заменяются столкновениями заряженных дисков, радиусы которых определяются амплитудами бетатронных колебаний. Число таких дисков равно числу частиц в пучке N , а температура равна продольной температуре частиц T .

Благодаря кулоновскому дальнему действию, с уменьшением температуры в таком пучке усиливается роль коллективных эффектов. Когерентные флуктуации могут распространяться по пучку в виде долгоживущих волн и участвовать в теплообмене с частицами пучка. По определению, когерентные моды пучка дисков совпадают с модами продольных колебаний исходного пучка частиц. Если λ_n - декремент затухания моды с $\omega \approx n\omega_0$ (ω_0 - частота обращения), а \tilde{t}_p - время релаксации, то для того, чтобы мода n могла участвовать в теплообмене, необходимо выполнение условия:

$$\lambda_n \tilde{t}_p \lesssim 1. \quad (1)$$

Одновременно условие (1) определяет число мод N_{ex} , участвующих в теплообмене. В данном докладе мы будем считать, что все моды устойчивы. При этом, например, для неструктурированного пучка с гауссовым распределением по импульсам

$$\lambda_n \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Omega_n^4}{|k_n \Delta \omega|^3} \exp\left(-\frac{\Omega_n^2}{2n^2 \Delta \omega^2}\right), \quad (2)$$

где $\Delta \omega = \omega_0' \Delta p$ - разброс частот обращения, $\omega_0' = \frac{\omega_0^3}{R} \equiv \frac{\omega_0}{R} \left(\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{\beta'^2}\right)$, $R = \beta M_0^2$ - импульс равновесной частицы, β_{cr} отвечает критической энергии машины; Ω_n^2 - квадрат продольного когерентного сдвига частоты:

$$\Omega_n^2 = n^2 \frac{Ne^2 \omega_0 \omega_0'}{2\pi R_0} \left(\frac{i Z_n}{n}\right), \quad (3)$$

$2iR_0$ - периметр орбиты. Для кулоновского взаимодействия импеданс Z_n имеет вид:

$$\frac{iZ_n}{n} \approx \frac{4}{\theta_s} \begin{cases} \frac{1}{2} \ln(2n_0/n), & n < n_0 = R_0/a \\ (n_0/n)^2, & n > n_0, \end{cases} \quad (4)$$

a - радиус пучка.

При выполнении (I) релаксация пучка обусловлена последовательным излучением и поглощением когерентных колебаний частицами. Амплитуды и фазы таких колебаний в общем случае являются случайными величинами. Для характеристики мгновенного когерентного фона пучка удобно ввести температуры колебаний:

$$T_n = \frac{R_0^2}{n^2 \omega_0} \left(\frac{n}{iZ_n} \right) \int d\omega (\delta E_n)_\omega^2, \quad (5)$$

где $(\delta E_n)_\omega^2$ - спектральная плотность флуктуаций продольного поля в пучке. В более подробной работе [3] показано, что при выполнении (I) температуры T и T_n удовлетворяют системе релаксационных уравнений:

$$\frac{dT_n}{dt} = -2\lambda_n (T_n - T), \quad (6)$$

$$\frac{dT}{dt} = \sum_n \frac{2\lambda_n}{N} (T_n - T),$$

описывающей выравнивание температур в многокомпонентной системе: пучок+когерентные моды. Как видно из (6), при этом сохраняется полная энергия теплового движения:

$$\mathcal{E} = \frac{NT}{2} + \sum_n \frac{T_n}{2}. \quad (7)$$

Второе слагаемое в (7) совпадает со средней энергией взаимодействия частиц в пучке.

Равновесию отвечает равенство всех температур

$$T_n = T. \quad (8)$$

При этом перенос энергии по спектру когерентных колебаний осуществляется последовательным переизлучением волн частицами. Равновесная температура T определяется (7,8) через начальные условия (\mathcal{E}).

В неохлаждаемом пучке выравнивание T и T_n может привести к нагреву пучка, если начальный уровень когерентного шума превышал тепловой. Так, при расгруппировании сгустка с начальной длиной $l = 2\theta_0 R_0$ ($n_0 \theta_0 \gg 1$) равновесная температура может быть оценена по формуле

$$T_f \approx T_i + \frac{Ne^2 \omega_0}{\sqrt{2i} 2\theta_0} \left(\frac{iZ_n}{n} \right)_{n < n_0} \quad (9)$$

или $(T = R_0 \Delta \omega^2 / \omega_0^2)$

$$\Delta \omega_f^2 = \Delta \omega_i^2 \left(1 + \frac{1}{\theta_0} \frac{\Omega_n^2}{n^2 \Delta \omega_i^2} \right). \quad (10)$$

Как видно из (6), декремент затухания отдельной частицы λ_0 ($= 1/\tau_p$) определяется соотношением

$$N\lambda_0 = \sum_n \lambda_n, \quad (11)$$

обобщающим установленную в [4] теорему о сумме декрементов когерентных мод для пучка с конечным разбросом частот. Подстановка (2) в (11) приводит к весьма интересному результату.

Пусть

$$n_d^2 = \frac{\Omega_n^2}{\Delta\omega^2} \Big|_{n>n_0} = \frac{2Ne^2R_0}{\pi a^2 T}$$

номер гармоники, отвечающий радиусу Дебая ($\chi_d = R_0/n_d$). Тогда в достаточно холодном пучке ($n_d \gg n_0$)

$$\lambda_0 \approx \frac{n_d^2 \Delta\omega}{N} \approx \frac{e^2}{a^2 \Delta\rho} \quad (12)$$

формально совпадает с выражением для предельного декремента в методе стохастического охлаждения [5]. В частности, отсюда следует, что при $n_d \gg n_0$ эффективность охлаждения за счет кулоновских столкновений всегда выше эффективности стохастического охлаждения.

В практически интересных случаях величины λ_0 не малы. Так, для параметров НАП-М I : $a \approx 0,01$ см, $\Delta\rho/\rho_s \approx 10^{-6}$ (при $I < 10$ мкА) (12) дает $\lambda_0 \approx 10^5$ 1/с.

Учет (скажем электронного) охлаждения пучка немного изменяет уравнения (6):

$$\frac{dT_n}{dt} = -2\lambda_n (T_n - T) \quad (13)$$

$$\frac{dT}{dt} = \sum_n \frac{2\lambda_n (T_n - T)}{N} - 2\lambda T + d + (dT/dt)_B.$$

Здесь λ и d - декремент охлаждения и коэффициент диффузии, вносимые установкой с электронным пучком: $(dT/dt)_B$ описывает изменение T за счет быстрых столкновений. Система (13) допускает равновесное решение. В адиабатическом пределе ($(dT/dt)_B \rightarrow 0$) ему отвечает

$$T_n = T = T_0 = d/(2\lambda),$$

не зависящая от тока пучка продольная температура. При охлаждении пучка энергия взаимодействия частиц тратится на образование новых (коллективных) степеней свободы.

Если вкладом быстрых столкновений пренебречь нельзя, то вообще, с ростом тока, T будет увеличиваться. Область параметров, отвечающая адиабатичности столкновений, может быть оценена следующим образом. Представление пучка набором заряженных дисков с заданной энергией ($M\omega_0^2 a^2$) оправдано, пока время сближения двух дисков на среднее расстояние между ними π/N ($\pi = 2\pi R_0$) существенно превышает периоды бетатронных колебаний:

$$\frac{\pi}{N} \cdot \frac{\omega_0}{2\omega_0' R_0 \Delta\rho} > 1$$

или

$$N < N_{cr} = \frac{\pi v_0}{\gamma(\Delta\rho/\rho_s)} \quad (14)$$

Оценка N_{cr} для параметров НАП-М дает значение $3 \cdot 10^7$, согласующееся с результатами измерений в [1].

Присутствие в равновесии когерентных колебаний приводит к упорядочению относительного расположения частиц в пучке. Степень такого упорядочения (или уровень корреляций в пучке) увеличивается с ростом N_{ex} при охлаждении пучка и может переходить в кристаллическое упорядочение при достаточно малых T .

Действительно, можно показать [3], что при выполнении условия $n_d \gg N/2\pi$ многочастичная функция распределения пучка принимает вид:

$$f_N = \exp \left\{ - \sum_{k=1}^N \frac{R_0 \omega_0' \Delta\rho_k^2}{2T} - \frac{n_d^2}{2} \sum_{k=1}^N \left(\theta_k - \frac{2\pi k}{N} \right)^2 \right\}, \quad (15)$$

отвечающий локализации частиц вблизи узловых точек $2\tilde{n}\kappa/N$ с дисперсией

$$\overline{\delta\theta_\kappa^2} = \frac{1}{N\alpha^2} \ll \left(\frac{2\tilde{n}}{N}\right)^2. \quad (16)$$

Соответственно термодинамические величины для пучка с распределением (15) совпадают с термодинамическими величинами кристаллического тела. Из-за дальнего действия частиц переход пучка в кристаллическое состояние не сопровождается фазовым переходом. При разумных T в пучке всегда присутствует упорядоченная фаза.

Для параметров НАП-М условие кристаллизации

$$\frac{2\tilde{n}N\alpha}{N} > 1$$

выполняется при

$$\frac{\Delta P}{P_s} < \frac{2.3 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{N}}$$

и, вообще говоря, может наблюдаться при малом токе пучка.

Авторы благодарны В.В.Пархомчуку и А.Н.Скринскому за обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Дементьев Е.Н. и др. ЖТФ, 1980, т.50, № 8, с.1717.
2. Pawinski A. Proc. of the IX Int. Conf. on High Energy Accel. Stanford, 1974, p.405;
Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-31, Новосибирск, 1977.
3. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-48, Новосибирск, 1984.
4. Дербенёв Я.С., Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Тр. II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва II-18 ноября 1970 г., Москва, Наука, 1972, т.2, с.62.
5. D.Mohi et al. Phys.Rep., 1980, 58, No.2, p.76.

□

СОСТОЯНИЕ РАБОТ С ОПТИЧЕСКИМ КЛИСТРОНОМ В ИЯФ СО АН СССР

Н.А.Винокуров, П.Д.Воблый, Г.А.Корнюхин, Г.Н.Кулипанов, В.Н.Литвиненко,
Н.А.Мезенцев, А.Н.Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

С 1979 года на накопителе ВЭПП-3 проводится экспериментальное изучение предложенного в нашем Институте оптического клистрона (ОК) [1-4], отличающегося от обычного лазера на свободных электронах значительно большим коэффициентом усиления. После исследования спектра спонтанного излучения (1979 г.) [2] и измерения коэффициента усиления за пролет (1980 г.) [4,5] для первого варианта магнитной системы ОК (ОК-1) в 1981 г. была изготовлена вторая, более совершенная, магнитная система ОК-2 [4,6], обеспечивающая больший коэффициент усиления за пролет.

Весной 1982 года были начаты работы по получению генерации когерентного излучения в ОК. Эти работы продолжались до середины июля 1982 года. С мая этого года ведутся эксперименты с третьей по счету магнитной системой ОК-3.

Накопитель ВЭПП-3 состоит из двух полуколец, со средним радиусом 8 м, соединенных прямолинейными промежутками длиной 12 м. В одном из промежутков установлена магнитная система оптического клистрона (см.рис.1). Четыре магнита создают в этом месте скомпенсированное искажение орбиты и заводят пучок в узкую часть вакуумной камеры. Работа с ОК велась на энергии инжекции $E = 350$ МэВ.

Параметры пучка в накопителе ВЭПП-3 на энергии инжекции $E = 350$ МэВ для малых токов были измерены нами ранее [7] и приведены в табл.1. В процессе работы мы наблюдали существенное изменение параметров пучка с ростом тока. При включенном резонаторе 4 МГц ($q = 1$) и сильно расстроенном резонаторе 76 МГц ($q = 19$) мы наблюдали типичное тушевское возрастание энергетического разброса:

$$\sigma_E \sim I^{1/6}$$

Для увеличения пикового тока $I_p = \bar{I} \cdot \frac{p}{\sqrt{2\pi} \sigma_E}$, которому прямо пропорционален коэффициент усиления ОК G_p , мы уменьшали длину сгустка, используя резонатор 76 МГц ($q = 19$). В этом случае при увеличении тока мы наблюдали турбулентное удлинение сгустка, вызываемое, по-видимому, взаимодействием пучка с одной из высокочастотных продольных мод этого резонатора. По нашим измерениям зависимость энергетического разброса от тока хорошо описывается формулой

$$\sigma_E^2 = \sigma_{0E}^2 + E^2 \frac{\bar{I}}{I_0} \sqrt{V_{15}(\text{кВ})}, \quad (1)$$

где $\sigma_{0E} = 0,13$ МэВ - энергетический разброс при малом токе, $I_0 = 4,1 \cdot 10^5$ А.

Оптический резонатор ОК состоит из двух многослойных диэлектрических зеркал (см.рис.1) с максимумом отражения на длине волны $\lambda = 6300$ Å. Переднее зеркало (M1), на которое падает прямое излучение из магнитной системы ОК, имеет радиус кривизны $R_1 = 5,8$ м. Радиус кривизны заднего зеркала (M2) $R_2 = 4$ м. Расстояние между зеркалами равно одной восьмой периметра накопителя: $l = 9,3$ м. Радиусы зеркал выбраны таким образом, что минимум размера основной моды оптического резонатора находится в месте установки магнитной системы ОК, т.е. в области взаимодействия.

После настройки оптического резонатора мы измеряли его добротность. До ус-

тановки зеркал в вакуумную камеру накопителя коэффициенты отражения зеркал были измерены и составляли $K_1 = K_2 = 0,998$ на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм. Мы выбивали электронный пучок однооборотным дефлектором, наблюдали на осциллографе затухание светового сигнала и измеряли его декремент. В начале захода время затухания составляло 13 мкс, что находится в хорошем согласии с расчетной (для $K_{1,2} = 0,998$) величиной $\tau_c = 15,6$ мкс. К концу захода время затухания уменьшилось до 5 мкс, что, как показали последующие прямые измерения, было следствием уменьшения коэффициентов отражения зеркал (M1 - до 0,991, M2 - до 0,996). Такая деградация зеркал связана, вероятно, с воздействием вакуумного ультрафиолета на их поверхности. Для получения режима генерации в оптическом клистроне необходим точный синхронизм светового и электронного сгустков, а следовательно, кратность периметра накопителя длине оптического резонатора ($P = 8 \ell$) с высокой точностью ($\pm 0,1$ мм). Для такой точной настройки мы изменяли частоту обращения электронов в накопителе на $\Delta f = 4$ кГц и, соответственно, периметр равновесной орбиты на 74 мм.

Фиксация момента настройки $P = 8 \ell$ проводилась двумя методами. Первый заключался в минимизации длины светового сгустка, захваченного в оптический резонатор. Измерение длины светового сгустка проводилось разработанным в нашем Институте стробоскопическим методом с использованием электронно-оптического преобразователя с поперечно отклоняющимися электродами [8]. Точность определения длины оптического резонатора этим способом не хуже $\pm 0,1$ мм. Второй способ основан на измерении разности фаз световых сгустков на разных длинах волн: основной $\lambda_0 = 6300 \text{ \AA}$ и дополнительной $\lambda_1 = 4500 \text{ \AA}$, ($K_1(\lambda) < 0,3$) с помощью фазового детектора. Разность фаз обращается в ноль при точном синхронизме. Точность метода составляет ± 30 мкм.

Подробное описание магнитной системы ОК-2 содержится в [6]. Основные параметры приведены в табл. 2.

Спектр спонтанного излучения из магнитной системы ОК есть результат интерференции излучения из двух змеек:

$$I(\lambda) = 2 I_0(\lambda) \left[1 + M \cos \left(\frac{2\pi \Delta S}{\lambda} + \varphi_0 \right) \right], \quad (2)$$

где λ - длина волны, $I_0(\lambda)$ - интенсивность спонтанного излучения каждой змейки, $M = \exp \left[- \left(\frac{4\pi \Delta S}{\lambda} \frac{\sigma_e}{E} \right)^2 / 2 \right]$ - коэффициент модуляции, σ_e/E - относительный энергетический разброс электронов, ΔS - задержка электронов в группирующей секции. Как известно, коэффициент усиления пропорционален производной по энергии от интенсивности спонтанного излучения под нулевым углом $G \sim \lambda^2 \cdot d^2 I(\lambda, \theta=0) / dE d\theta$. Это соотношение было теоретически получено как для лазера на свободных электронах [9], так и для более общего случая [2, 10], включающего оптический клистрон, и экспериментально подтверждено для двух вариантов магнитных систем ОК [5, II]. Таким образом, измеряя спектр спонтанного излучения под нулевым углом, мы получаем информацию о коэффициенте усиления оптического клистрона:

$$G_p = c \frac{\bar{I}}{\sigma_2} \frac{\Delta S}{\lambda} M \sin \left(\frac{2\pi \Delta S}{\lambda} + \varphi_0 \right), \quad (3)$$

где \bar{I} - ток электронов в накопителе, σ_2 - длина сгустка, (см. подробнее [2, 4]). Монохроматор, управляемый от ЭВМ, позволял производить постоянное сканирование в заданном интервале длин волн с шагом до 0,5 А, а сигнал с ФЭУ измерялся цифровым вольтметром и вводился в ЭВМ. На цветной дисплей с периодом 10 с выводился спектр излучения в исследуемом диапазоне длин волн и степень модуляции M . Это позволило нам еще одним способом измерить зависи-

мость σ_E от тока, которая согласуется с (1). Таким образом, как следует из (1) и (3), пиковый коэффициент усиления ОК при больших токах ($\sigma_E^2 > \sigma_{E0}^2$) является универсальной функцией параметра $\chi = 4\pi \delta S \lambda (\frac{I}{I_0} \sqrt{1/2})^{1/2} : G = G_0 \cdot \chi \cdot \exp(-\frac{\chi^2}{2})$ и достигает G_{max} при $\chi = 1$. По нашим расчетам, G_{max} составляет 1,6±1,7% для ОК-2. При настроенном оптическом резонаторе ниже порога генерации наблюдается некоторое усиление захваченного в оптический резонатор света на левых склонах ($dI/dk > 0$) и ослабление на правых ($dI/dk < 0$), что приводит к искажению спектра излучения - к сдвигу спектра. Максимальная измеренная величина сдвига спектра $\Delta\varphi = 0,3 \pm 0,05$ соответствует коэффициенту усиления 1,5±0,2% за проход, что согласуется с расчетом. Для исключения возможности систематических ошибок мы повторили те же измерения при другой частоте обращения ($\rho \neq 8L$). В этом случае искажение и сдвиг спектра не наблюдались.

В настоящее время мы изготовили и установили на накопитель новую вакуумную камеру ОК. Она имеет большую апертуру (по вертикали - 10 мм, по горизонтали - 40 мм) и позволяет установить магнитную систему ОК полной длиной 2 м. Одна половина вакуумной камеры имеет поперечное сечение в виде "замочной скважины", а другая состоит из двух отдельных труб.

Магнитная система ОК-3 выполнена в виде трех отдельных секций: двух ондуляторов и группирователя. Новый группирователь представляет собой компенсированный вигглер с тремя полюсами. Магнитное поле создается шестью обмотками, запитанными последовательно. Для точного зануления интеграла вертикального магнитного поля служат две обмотки коррекции.

Конструкция ондуляторов ОК-3 показана на рис.2. В отличие от ОК-2, полюса ондуляторов имеют не прямоугольную, а клиновидную форму, что позволяет существенно уменьшить потоки рассеяния. Для точной регулировки величины поля в каждом полупериоде служат железные болты в верхней и нижней крышках ондуляторов, шунтирующие (по магнитному потоку) рабочий зазор. Для регулировки поля во всех полупериодах ондулятора одновременно предусмотрена возможность изменения рабочего зазора от 13 мм до 17 мм. Параметры ондуляторов ОК-2 и ОК-3 приведены в таблице 2.

С мая этого года проводятся эксперименты с новой магнитной системой, установленной на накопитель ВЭШ-3. За это время измерены параметры пучка, выбран оптимальный градиент в группирующей секции, наблюдались подпороговые изменения спектра. По нашим расчетам, новая магнитная система обеспечивает коэффициент усиления 6±8% за пролет при токе $I = 25$ мА. После установки новых зеркал в октябре этого года мы планируем начать работы по генерации когерентного излучения в ОК.

Т а б л и ц а 1
 Параметры пучка в накопителе ВЭШ-3

$E = 350$
 $\sigma_E/E = 4 \cdot 10^{-4}$
 $\sigma_x = 0,2$ мм $\sigma_z = 0,1$ мм
 $\sigma_x' = 5 \cdot 10^{-4}$ $\sigma_z' = 4 \cdot 10^{-4}$
 $\sigma_r = 3,5$ см ($q = 19$; $V_{10} = 100$ кВ; $I = 0,3$ мА)

Т а б л и ц а 2
 Параметры магнитных систем ОК-2 и ОК-3

	ОК2	ОК3
Группирователь		
Полная длина (см)	34	35
Максимальное поле (кГс)	11	14
Ширина полюсов (см)	4	6

Рабочий зазор (см)	I, I	I, 3
Ондюляторы		
Полная длина	2x33	2x82
Число периодов	2x4,5	2xII
Период (см)	6,5	6,9
Амплитуда магнитного поля (кГс)	7	6
Ширина полюсов (см)	2,7	4
Рабочий зазор (см)	I, I	I, 3+I, 7

Л и т е р а т у р а

- I. Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-59. Новосибирск, 1977;
Н.А.Винокуров. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, ИФВЭ, Серпухов, 1977, т.2, с.454.
2. A.S.Artamonov et al. Nucl.Instr. and Meth., 177, p.247, 1980.
3. R.Coisson. Particle Accel., II, p.245, 1981;
P.Elleanme. Phys.Quant.Electron., 8, с.5, p.119, 1982.
4. Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский. В сб.: Релятивистская высокочастотная электроника. Изд. Горьковского университета, Горький, 1981, с.204.
5. Н.А.Винокуров и др. В сб.: Отчет о работах по использованию синхротронного излучения в ИЯФ СО АН СССР, Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1981, с. 12.
6. G.A.Kornuyukhin et al. Nucl.Instr. and Meth., 208, p.189, 1983.
7. Н.А.Винокуров и др. Препринт ИЯФ 76-87, Новосибирск, 1976.
8. Е.И.Зенин. Nucl.Instr. and Meth., 208, p.439, 1983.
9. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т.2, с.446, Изд. ИФВЭ, Серпухов, 1977, т.2, с.446;
Maydey J.M.J. Nuovo Cim., 1979, 50B, p.64. 50B, p.64, 1979.
10. Н.А.Винокуров. Препринт ИЯФ 81-02. Новосибирск, 1981.
11. L.R.Eliaset et al. Phys.Rev.Lett., 36, 717, 1976;
D.A.G.Deacon. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-29-3142, 1981.

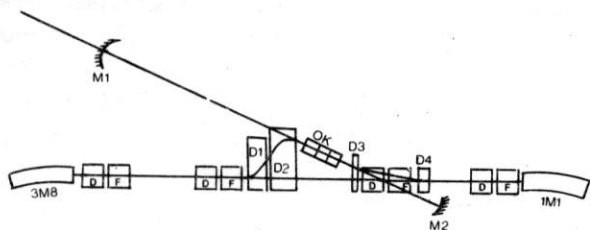


Рис. 1.

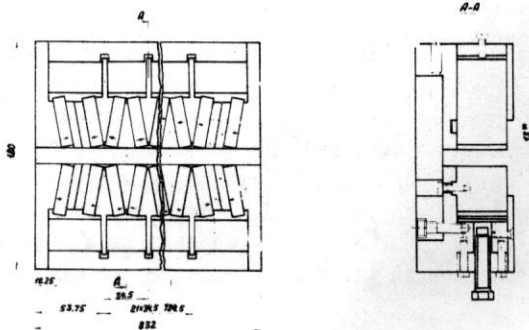


Рис. 2

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗБОРА СПИНОВЫХ ЧАСТОТ В НАКОПИТЕЛЕ

А.П.Лысенко, А.А.Полунин, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

1. В в е д е н и е

В последние годы на различных электрон-позитронных накопителях широко используется метод калибровки энергии частиц по резонансной деполаризации [1], который основан на соответствии энергии E и частоты прецессии спина Ω релятивистского электрона:

$$\Omega = \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \frac{q'}{q_0}\right) \omega = (1 + \nu) \omega, \quad (1)$$

где ω - частота обращения частицы в ведущем магнитном поле, q' и q_0 - аномальная и нормальная части гиромагнитного отношения.

Для частицы, имеющей энергию $E = E_s + \Delta E$, отличную от равновесного значения E_s , частота обращения $\omega = \omega_s \left(1 + \alpha \frac{\Delta E}{E}\right)$, где α - коэффициент уплотнения орбит и частота прецессии $\Omega = \Omega_s + \Delta \Omega$, отличается от частоты прецессии равновесной частицы $\Omega_s = \omega_s \left(1 + \gamma_s \frac{q'}{q_0}\right)$ на величину

$$\delta \Omega = \omega_s \left[(\alpha + \alpha \nu + \nu) \frac{\Delta E}{E} + \alpha \nu \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \right]. \quad (2)$$

Синхротронные колебания энергии $E = E_s \left(1 + \frac{\Delta E}{E} \sin \nu_y \omega_s t\right)$, модулируя частоту прецессии, приводят к тому, что спектр спиновых частот состоит из набора линий, отстоящих друг от друга на $\nu_y \omega_s$. Центральная линия спектра есть усредненная по синхротронным колебаниям частота прецессии

$$\langle \Omega \rangle = \Omega_s + \langle \delta \Omega \rangle.$$

В линейном по магнитному полю приближении $\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = 0$ ширина центральной линии составляет величину $\langle \delta \Omega_y \rangle = \alpha \nu \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \omega_s$. Для реальных накопителей учет нелинейности магнитного поля приводит к отличию средней энергии частицы $\langle E \rangle$ от равновесного значения E_s . Можно показать, что в следующем приближении разброс спиновых частот связан в основном с наличием квадратичной нелинейности $\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}$ магнитного поля H_z и после усреднения по обобщенному азимуту θ и по времени, составляет величину:

$$\langle \delta \Omega_\beta \rangle = \frac{\nu}{2 \langle \kappa \Psi_x \rangle} \left\{ C_x^2 \left\langle \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} |\Psi_x|^2 \right\rangle_\theta + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \left\langle \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} \Psi_x^3 \right\rangle_\theta \right\} \omega_s, \quad (3)$$

где κ - кривизна, $|\Psi_x|$ - модуль функции Флоке, Ψ_x - дисперсионная функция, C_x - среднеквадратичная амплитуда радиальных бетатронных колебаний.

Оценка $\langle \delta \Omega_y \rangle$ и $\langle \delta \Omega_\beta \rangle$ для различных действующих накопителей показывает, что разброс спиновых частот не превышает $\delta \Omega \sim 10^{-5} \omega_s$ и обеспечивает точность калибровки энергии методом резонансной деполаризации. Однако при попытке прямым образом измерить столь малую величину разброса возникает ряд экспериментальных трудностей. В данной работе описывается эксперимент, в котором величина $\langle \delta \Omega \rangle$ была определена из измерений на накопителе ВЭПП-2М времени деполаризации при когерентном перевороте спинов внешним ВЧ-полем \tilde{H} [2.]

II. Переворот спинов

Известно [3,4], что при прохождении со скоростью $\dot{\epsilon}$ спинового резонанса, характеризуемого частотой прецессии $\vec{\omega}$ вокруг поля $\vec{H} \perp \Omega$, степень поляризации изменяется на величину $\delta S = 2S \left(e^{-\frac{\omega}{\dot{\epsilon}} \frac{\omega^2}{\dot{\epsilon}^2} - 1} \right)$, где величина $\gamma = \frac{\omega^2}{\dot{\epsilon}^2}$ определяет угол поворота спина вокруг \vec{H} в эффективной зоне резонанса $\epsilon_{\text{зрр}} \ll [\max(\omega, \dot{\epsilon})]$, ϵ — величина расстройки от резонанса частоты внешнего в.ч. поля. $\epsilon = \Omega_{\text{вн}} - \Omega$, $\dot{\epsilon}$ — скорость изменения расстройки. В случае $\omega^2 \gg \dot{\epsilon}$ имеет место адиабатический переворот поляризации с экспоненциальным малым уменьшением ее степени. Для электронов в накопителе необходимо учесть диффузию энергии вследствие квантовых флуктуаций излучения [5]. Если время медленного пересечения эффективной зоны резонанса порядка или больше времени радиационного затухания τ_0 , за которое происходит перемешивание энергии, а следовательно, и частот прецессии внутри распределений, то характерное время деполаризации τ_d можно оценить по формуле

$$\tau_d^{-1} \approx \frac{\langle \delta \Omega \rangle^2}{\omega^2 \tau_0} \quad (4)$$

Наличие деполаризации ограничивает снизу скорость пересечения резонанса и полное условие для адиабатического переворота спинов имеет вид:

$$\omega^2 \gg \dot{\epsilon} \gg \dot{\epsilon}_{\text{min}} = \frac{\langle \delta \Omega \rangle^2}{\omega \tau_0} \quad (5)$$

Таким образом, если экспериментально установить величину $\dot{\epsilon}_{\text{min}}$, то из соотношения (5) может быть определена величина разброса спиновых частот.

III. Измерения

Возможность адиабатического переворота спинов в накопителе была показана в работе [2]. Вч-устройство для переворота, называемое флиппер, обеспечивает на орбите высокочастотное продольное магнитное поле до 100 Гс на длине 40 см с частотой $f = \frac{\Omega - 2\omega_s}{2\pi} = 7,9$ МГц. Система управления позволяет изменять частоту питающего генератора в диапазоне $\pm 3 \cdot 10^{-3}$ за времена $10^{-3} - 10^2$ с.

Наблюдение за степенью поляризации пучка осуществляется по регистрации упругого рассеяния электронов внутри сгустка 6,7. В наших условиях скорость счета этого эффекта составляет $\dot{n} \approx 20 \text{ I}^2 (1 + 0,125^2)$, где I — ток пучка, S — степень поляризации пучка электронов вследствие радиационной поляризации θ изменяется по закону $S = S_m (1 - e^{-t/\tau_p})$ и за время $t = 3 \tau_p$ достигнет величины $S_0 \approx 0,95 S_m$ (для накопителя ВЭШ-2М на энергии 650 МэВ время поляризации $\tau_p = 1$ час). Затем в накопитель добавляется новый, неполяризованный сгусток с примерно равным током и сдвинутый относительно первого по фазе обращения на π . Сравнение скоростей счета рассеяний в поляризованном сгустке $\dot{n}_{\text{пол}}$ и неполяризованном $\dot{n}_{\text{нел}}$ позволяет измерять степень поляризации первого за время $t \approx 30$ с. Для повышения точности такие измерения производятся многократно. После одного из измерений включается флиппер, частота которого изменяясь с постоянной скоростью $\dot{f} = \dot{\epsilon}$, пересекает значение $f = \frac{\Omega - 2\omega_s}{2\pi}$, соответствующее спиновому резонансу. Последующее измерение степени поляризации S_1 и сравнение ее с первоначальной S_0 дает информацию о деполаризации при пересечении резонанса. На рис. I (кривая 1) представлены результаты нескольких циклов таких измерений, выполненных с разными скоростями пересечения резонанса. Для демонстрации зависимости времени деполаризации от нелинейности магнитной структуры накопителя аналогичные измерения проведены в режиме с выключенными секступольными коррекциями (кривая 2). Видно, что величины $\dot{\epsilon}_{\text{min} 1,2}$ отличаются примерно на порядок.

Из соотношения (5) следует, что для определения величины разброса спиновых частот необходимо знать величину резонансной гармоники ω . Предварительно эта величина определялась из радиотехнических измерений параметров флиппера и амплитуды высокочастотного напряжения на контуре, обеспечивающем продольное магнитное поле.

Кроме того, благодаря тому, что на накопителе ВЭПП-2М существует система автоматической стабилизации средней энергии частиц с точностью $\Delta E/E = 10^{-5}$, оказалось возможным определить границы резонансной зоны и, следовательно величину резонансной гармоники ω , непосредственными измерениями. Для этой цели в ряде заходов при максимальной амплитуде в.ч. поля был произведен адиабатический поворот спинов с прекращением сканирования и выключением в.ч. поля в различных по частоте точках вблизи резонансов. Зависимость остаточной степени поляризации от величины конечной расстройки E_k изображена на рис.2. Аналитическое выражение данной зависимости имеет вид:

$$S_{\text{ост}}/S_m = - \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2/E_k^2}}$$

Измеренная таким способом величина резонансной гармоники оказалась близкой по значению к величине, полученной из радиотехнических измерений $2\omega_{\text{max}} = 7,5 \cdot 10^{-5} \omega_s = 2\pi \cdot 1250 \text{ с}^{-1}$.

IV. Результаты

В заключение приведем некоторые конкретные данные эксперимента и результаты:

Энергия частиц $E = 650 \text{ МэВ}$ ($\nu = 1.47$).

Частота обращения $\omega_s = 2\pi \cdot 16,7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Время радиационного затухания $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

Рабочая величина резонансной гармоники $\omega = 3 \cdot 10^{-5} \omega_s = 2\pi \cdot 500 \text{ с}^{-1}$.

Начальная и конечная расстройка относительно резонанса были равны $E_{\text{нач}}/E_{\text{конеч}} = 7,5 \cdot 10^{-4} \omega_s = 2\pi \cdot 12500 \text{ с}^{-1}$.

Измеренная величина разброса спиновых частот в рабочем варианте магнитной структуры (рис.1, кривая 1) составила

$$\langle \delta\omega \rangle = 2 \cdot 10^{-6} \omega_s = 2\pi \cdot 35 \text{ с}^{-1}$$

Эта величина несколько превышает расчетную величину $\omega = 1 \cdot 10^{-6}$, полученную из (3) для рабочей структуры накопителя, что, по-видимому, объясняется неточным знанием величины квадратичной нелинейности накопителя и вкладом высших нелинейностей.

В режиме без секступолей (кривая 2)

$$\langle \delta\omega \rangle_2 \approx 0,7 \cdot 10^{-5} \omega_s$$

Сравнение измеренных величин с расчетным значением для линейного случая $\langle \delta\omega \rangle \approx 10^{-7} \omega_s$ показывает, что вклад нелинейностей накопителя является определяющим для разброса спиновых частот, который, в принципе, может быть еще существенно уменьшен за счет правильного выбора коррекций нелинейностей.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность А.Н.Скринскому за многочисленные обсуждения, и коллективу ВЭПП-2М за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Дербенёв Я.С. и др. Particle Accel., 10, 177 (1980).
2. Полуниин А.А., Шатунов Ю.М. Препринт ИЯФ 82-16.

3. M.Froisart, R.Stora. Nucl.Instr. and Meth., 7, 297 (1960).
4. Дербенёв Я.С. и др. ЖЭТФ 62, 1216 (1971).
5. Дербенёв Я.С. и др. ЖЭТФ 62, 430 (1970).
6. Байер В.Н., Хозе В.А. АЕ 25, 440 (1968).
7. Середняков С.И. и др. ЖЭТФ 71, 2025 (1976).
8. Соколов А.А., Тернов И.М. ДАН СССР 153 (1963).
9. Середняков С.И. и др. Phys.Lett., 66B, 102 (1977).
10. Баклаков Б.А. и др. Труды УИ Всесоюз. совещания по ускорителям, т.1, стр.338, Дубна (1980).

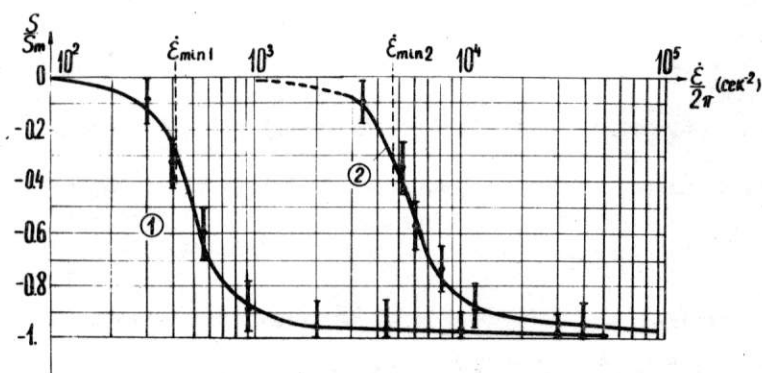


Рис.1. Зависимость остаточной степени поляризации от скорости пересечения резонанса при адиабатическом перевороте.

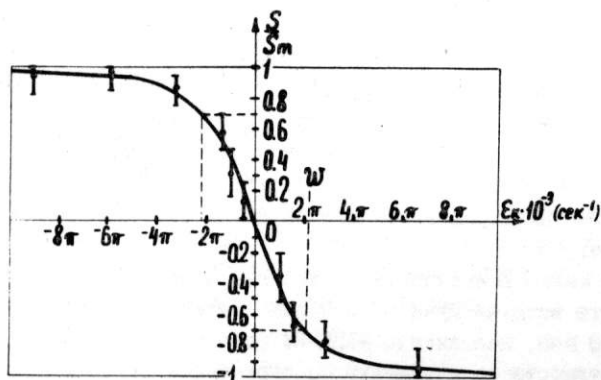


Рис.2. Зависимость остаточной степени поляризации от величины конечной расстройки.

□

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ "ЗМЕЙКА" С ПОЛЕМ 75 кГс ДЛЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-2М

В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, А.М.Власов, П.В.Воробьев, П.М.Иванов,
П.А.Климин, И.А.Кооп, Е.А.Переведенцев, А.Н.Скринский, Ю.М.Шатунов
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

На электрон-позитронном накопительном кольце ВЭПП-2М /1/ для значительного увеличения светимости встречных пучков в диапазоне энергий от 2х200 до 2х700 МэВ установлена сверхпроводящая "змейка" с максимальным полем 75 кГс (сентябрь 1984 г.). Параллельно с выполнением программы физики высоких энергий предусмотрено использовать "змейку" в качестве источника синхротронного излучения (СИ).

Основные параметры "змейки" оптимизировались на достижение светимости $2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в области энергии ψ -мезона (2х510 МэВ) без существенных изменений магнитной структуры и конструкции накопителя. Принятый вариант состоит из трех центральных магнитов с полем 75 кГс и двух боковых - с полем 45 кГс. "Змейка" размещается в одном из прямолинейных экспериментальных промежутков, что позволяет синхротронное излучение электронного и позитронного пучков выводить в существующие бункеры СИ.

Светимость ВЭПП-2М с включенной "змейкой"

Светимость установки со встречными электрон-позитронными пучками в приближении $\delta_x \gg \delta_z$ определяется известным выражением /2,3/:

$$\mathcal{L} = \frac{\pi \cdot \delta^2 \cdot \xi_x \cdot \xi_z \cdot (1 + \sigma_{z0}/\sigma_{x0})^2 \cdot f_0 \cdot \delta_x}{r_e^2 \cdot \beta_{z0}}$$

где ξ_x , ξ_z - параметры пространственного заряда в "X" и "Z" плоскостях, максимальная величина которых ограничена эффектами встречи; σ_{z0} , σ_{x0} - среднеквадратичные размеры пучков в месте встречи; δ_x - радиальный фазовый объем пучков; f_0 - частота обращения; β_{z0} - бета-функция в месте встречи; r_e - классический радиус электрона; δ - релятивистский фактор.

Включение "змейки" в магнитную структуру накопителя приводит к увеличению светимости не только за счет роста радиального фазового объема пучков, но также посредством достижения более высоких значений параметров ξ_x и ξ_z благодаря возрастанию радиационного трения и соответствующему ослаблению эффектов встречи.

Существует также возможность увеличения светимости за счет уменьшения β -функции в месте встречи пучков. В режиме "мини- β_{z0} ", равной примерно 2,7 см на энергии 510 МэВ, накопитель ВЭПП-2М работает с конца 1982 года и реальный выигрыш в светимости по сравнению со структурой четырехкратной зеркальной симметрии ($\beta_{z0} = 6,4$ см) составляет $\approx 1,7$ раза. Дальнейшее уменьшение β_{z0} не приводит к росту светимости, так как β -функция в месте встречи становится меньше продольного размера сгустка.

Радиальный фазовый объем пучка δ_{xw} при наличии "змейки" с полем H_w можно записать в виде:

$$\delta_{xw} \approx \delta_x \cdot \frac{J_x}{J_{xw}} \cdot \frac{1 + \int |H_w(S)|^2 \cdot I_w(S) \cdot ds / \int |H_m|^2 \cdot I_m(S) \cdot ds}{1 + \int |H_w(S)|^2 \cdot ds / \int |H_m|^2 \cdot ds}$$

где ϵ_x - радиальный эмиттанс с выключенной "змейкой"; $\mathcal{J}_x = G_x/G_z$ - отношение декрементов радиационного затухания радиальных и вертикальных бетатронных колебаний; $I_w(S), I_m(S) = \delta_x \gamma_x^2 + 2\Delta_x \gamma_x \gamma'_x + \beta_x \gamma'_x{}^2$ - эмиттанс радиальной дисперсионной функции $\gamma_x(S)$ и $\delta_x(S), \Delta_x(S), \beta_x(S)$ - параметры матрицы Твисса; H_m - поле в поворотных магнитах накопителя; индекс w относится к магнитной структуре с включенной "змейкой".

В случае, когда вклад поля "змейки" в процесс раскачки и затухания амплитуд радиальных бетатронных колебаний, возбуждаемых квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, становится преобладающим по сравнению с вкладом поля поворотных магнитов, радиальный фазовый объем приближенно равен:

$$\epsilon_{xw} \approx \epsilon_x \cdot \frac{\mathcal{J}_x}{\mathcal{J}_{xw}} \cdot \frac{|H_w|}{|H_m|} \cdot \frac{\langle I_w \rangle}{\langle I_m \rangle}$$

и практически слабо зависит от длины "змейки". Здесь $\langle I_m \rangle$ - среднее значение $I_m(S)$ на длине поворотных магнитов накопителя. Отметим, что управление фазовым объемом пучков может осуществляться как изменением величины поля H_w , так и изменением среднего на длине "змейки" значения эмиттанса $\langle I_w \rangle$ при $H_w = \text{const}$.

Для энергии 510 МэВ и $H_w = 75$ кГс $\epsilon_{xw}/\epsilon_x = 5$, $\langle I_w \rangle = 66,4$ см, $\langle I_m \rangle = 19,7$ см, $\mathcal{J}_x = 0,616$, $\mathcal{J}_{xw} = 0,864$. Дальнейший рост ϵ_{xw} в пределах существующей физической апертуры ограничен тем, что в условиях работы эффектов встречи при отношении апертуры к полному радиальному размеру пучка $\Delta/\epsilon_x \text{ tot} \sim \delta$ для ВЭПП-2М экспериментально наблюдается значительное понижение параметра $(\xi_x)_{\text{max}}$.

За счет увеличения пороговых значений по $(\xi_x)_{\text{max}}$ и $(\xi_z)_{\text{max}}$ выигрыш в светимости достигается дополнительно в 1,7 раза. Здесь предполагается, что $(\xi_x)_{\text{max}} \sim 1/\sqrt{\mathcal{C}_x}$ и $(\xi_z)_{\text{max}} \sim 1/\sqrt{\mathcal{C}_z}$ /3/. Таким образом, фактор увеличения светимости в диапазоне энергий $250 < E < 510$ МэВ равен 8,5.

На низких энергиях, начиная с 250 МэВ, фазовые объемы пучков определяются эффектом многократного внутрисгусткового рассеяния (ЗБР) /3/ и прирост светимости достигается исключительно за счет увеличения декрементов радиационного затухания. На рис. I приведены расчетные кривые для светимости и предполагаемый закон изменения поля в "змейке" в зависимости от энергии. Нижние ветви этих кривых соответствуют существующему в настоящее время ограничению по скорости накопления позитронов в ВЭПП-2М, равному $\approx 10^7$ е⁺/с. В будущем, после запуска в эксплуатацию нового бустерного накопителя БЭП /4/, обеспечивающего скорость накопления позитронов $\dot{N}^+ \approx 1 \times 10^8$ частиц/с, светимость ВЭПП-2М на энергии 700 МэВ достигнет уровня 7×10^{31} см⁻²с⁻¹. Этот уровень является верхней границей для средней светимости ВЭПП-2М, поскольку скорость потерь частиц из-за однократного тормозного излучения на встречном пучке \dot{N}^+ практически сравнивается со скоростью накопления позитронного тока \dot{N}^+ .

Фокусировка "змейки"

При прохождении пучка частиц через знакопеременное синусоидальное магнитное поле "змейки" появляется "краевая" фокусировка в вертикальном направлении. Для радиального бетатронного движения эффект краевой дефокусировки точно скомпенсирован эффектом секторной фокусировки при поворотах пучка в горизонтальной плоскости. На энергии 510 МэВ и включенном центральном поле "змейки"

$H_w = 75$ кГс сдвиг частоты вертикальных бетатронных колебаний $\Delta \nu_z \sim 1$ и движение выходит из области устойчивости, пересекая целый резонанс $\nu_z = 4$.

Т а б л и ц а I
 Параметры пучков при включенной и выключенной "змейке"

Энергия $E = 510$ МэВ, $\beta_{z0} = 3,0$ см коэфф. связи фазовых объемов $\alpha = 0,1$			$H_w = 0$	$H_w = 75$ кГц
Радиальный фазовый объем $\delta_x \times 10^5$		см. рад	1,08	5,0
Среднеквадратичные размеры пучков в месте встречи	δ_{z0}	мм	0,007	0,014
	δ_{x0}	мм	0,27	0,59
	δ_z		12,41	6,85
Времена радиационного затухания	τ_x	мс	20,00	7,92
	τ_s		5,17	3,20
			178	2000
Время жизни пучков, определяемое ЭВР Ток = 100 мА, $(\Delta E/E)_{\max} = 0,5\%$				
Радиационные потери энергии за оборот		кэВ	5,0	9,07
Среднеквадратичный разброс энергий в пучке $\sigma(\Delta E/E) \times 10^3$			0,36	0,60
Предельный по эффектам встречи ток пучков		мА	18	100

В силу этого предусмотрена компенсация фокусирующего влияния "змейки" с помощью существующих коррекций градиентов основных линз накопителя.

На рис.2 представлена магнитная структура накопительного кольца ВЭПП-2М, зеркально симметричная по отношению к центру "змейки". Вносимое "змейкой" искажение четырехкратной зеркальной симметрии по β_z , β_x , η_x скомпенсировано с достаточной точностью. $\Delta G/G_0 \times 100\%$ - необходимые коррекции градиентов квадрупольных линз.

Конструктивные особенности "змейки" ВЭПП-2М

Конструкция и основные параметры "змейки" приведены на рисунках 3,4 и в таблицах 2,3. Нижние и соответствующие им верхние полюса помещены в изолированные друг от друга гелиевые объемы, которые с точностью +50 мкм соединяются в единый блок СП-магнитов. Через центральную часть блока СП-магнитов с зазором 1,5 мм проходит внутренняя вакуумная камера "змейки", которая находится при азотной температуре. Сборка или замена СП-магнитов может вестись без нарушения вакуума накопителя. Сдвоенный гелиевый объем с полюсами крепится с помощью пластинчатых подвесок к азотному контейнеру, который в свою очередь подвешен к кронштейнам на основании внешнего корпуса. Выбранный тип подвески обеспечивает устойчивое положение блока СП-магнитов относительно медианной плоскости при охлаждении, а также при действии магнитомеханических сил. Вся конструкция заключена в съемный вакуумноплотный кожух-магнитопровод.

Для раздельной запитки центральных и боковых магнитов используются три токовода. Подача жидкого гелия осуществляется из внешнего сосуда Дьюара емкостью 145 л, аналогично /5/.

Половина мощности СИ, генерируемого "змейкой", не покидает пределов внутренней вакуумной камеры, поэтому возникла необходимость в конструктивном специальном охлаждении приемников излучения. Приемники излучения изготовлены из медной трубки с внутренним диаметром $D = 4,0$ мм и толщиной стенки 1 мм и закреплены с помощью тонких теплоизолирующих скоб по обе стороны вакуумной камеры (рис.3). Медные трубки со стороны падающего потока излучения имеют специальные улавливатели прямоугольного сечения глубиной 3 мм и шириной 2 мм.

Это позволяет существенно уменьшить долю мощности СИ, отраженную от поверхности приемников и попадающую на азотную поверхность вакуумной камеры "змейки".

Т а б л и ц а 2
Проектные параметры сверхпроводящей "змейки" ВЭПП-2М

Максимальное магнитное поле на оси пучка	кГс	75
Количество сверхпроводящих дипольных магнитов		5(3+2)
Длина СП-дипольного магнита вдоль оси пучка	см	12,0
Зазор между полюсами дипольных магнитов	см	2,65
Вертикальная апертура вакуумной камеры "змейки"	см	1,50
Радиальная апертура вакуумной камеры "змейки"	см	4,20
Максимальное радиальное отклонение орбиты на длине "змейки"	см	1,6
Общая длина области с магнитным полем	см	58
Максимальный угол поворота в поле "змейки"	мрад	± 168
Ток запитки центральных и боковых магнитов	А	200,220
Максимальный запас энергии в "змейке"	кДж	150

Т а б л и ц а 3
Параметры обмоток и сверхпроводящего провода

	Внутренняя секция	Наружная секция	СП-обмотка бокового магнита
Высота обмотки (мм)	74	74	74
Толщина обмотки (мм)	12,25	16,65	14,20
Количество витков	785	2014	1216
Диаметр провода Nb-Ti/Cu (мм)	1,0	0,7	0,85
Кэфф. заполнения сверхпроводником	0,475	0,485	0,470
Количество сверхпроводящих жил	54	54	60

В ноябре 1984 года на ВЭПП-2М будут начаты эксперименты со встречными электрон-позитронными пучками при включенном максимальном поле "змейки"
 $H_w = 75$ кГс.

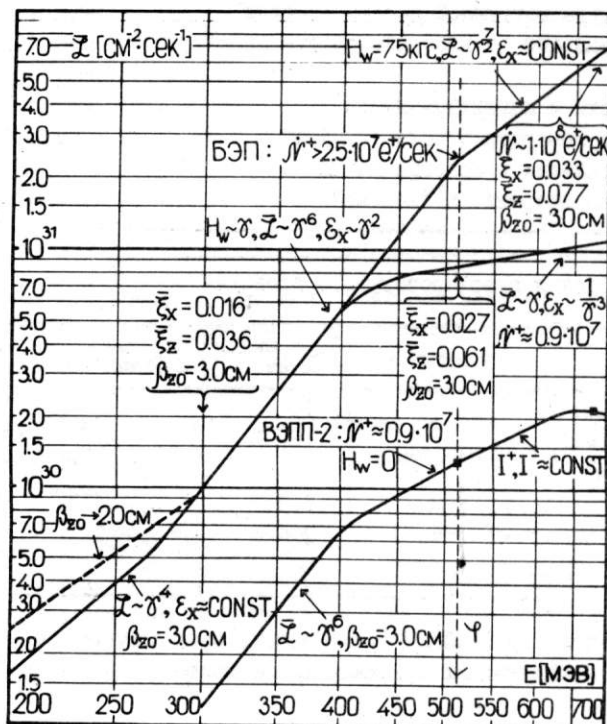
В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л.М.Баркову и Г.Н.Кулипанову за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения проекта, а также большой группе сотрудников ВЭПП-2М, принявшим участие в изготовлении и испытаниях сверхпроводящей "змейки".

Л и т е р а т у р а

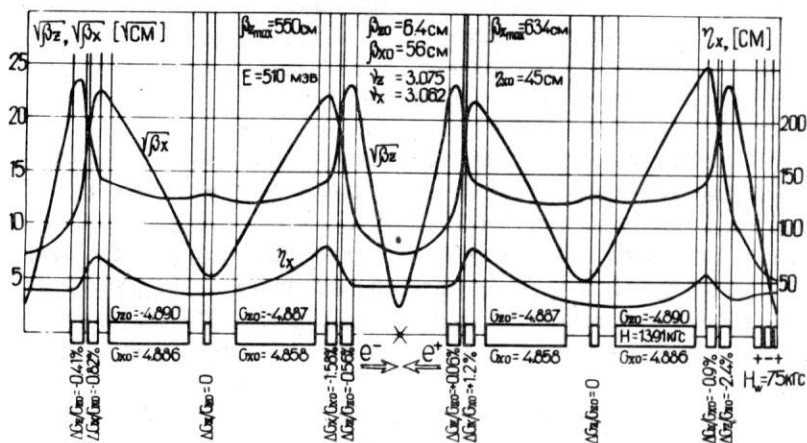
1. Тумайкин Г.М. Электрон-позитронный накопитель с высокой светимостью ВЭПП-2М. Труды 10-й Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, ИФВЭ, Протвино, т.1, стр.443, 1977.
2. Вассерман И.Б., Иванов П.М., Кооп И.А., Курдадзе Л.М., Лысенко А.П., Скринский А.Н., Тумайкин Г.М. Туркин В.Ф. Шатунов Ю.М. Шамовский В.Г. Состояние работ на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М. Труды 6-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, т.1, стр.136, 1979.
3. Вассерман И.Б., П.М.Иванов, Кезерашвили Г.Я., Кооп И.А., Лысенко А.П., Переведенцев Е.П., Полуниин А.А. Скринский А.Н., Туркин В.Ф., Шатунов Ю.М.

Состояние работ на электрон-позитронном накопителе ВЭП-2М. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, т. I, стр. 242, 1981.

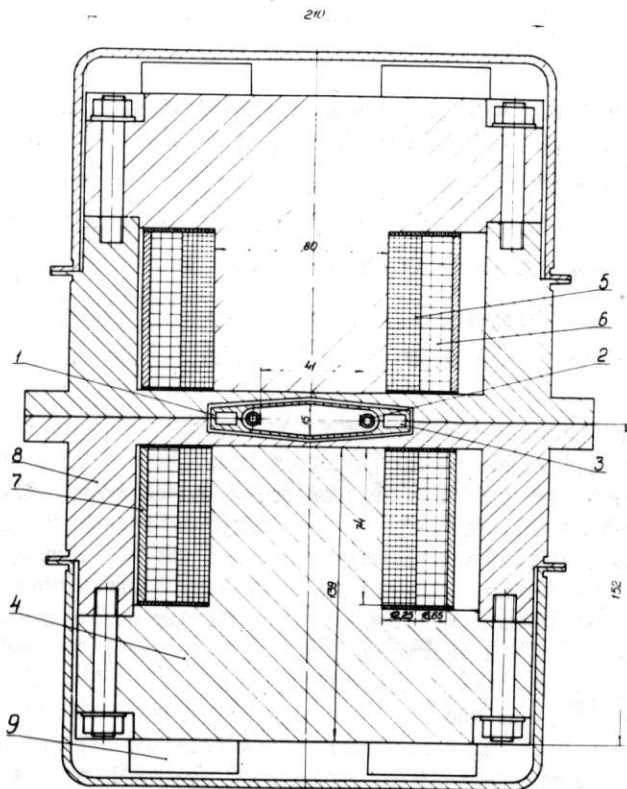
4. Рабочие материалы. Накопительное кольцо БЭП. Препринт ИЯФ 83-98 СО АН СССР, Новосибирск.
5. A.S. Artamonov et al. "First Result of the Work with a Superconducting "Snake" on VEPP-3 Storage Ring. NIM, 177 (1980), 239-246.
V.V. Anashin, I.B. Vasserman, A.M. Vlasov, P.V. Vorobjev, P.M. Ivanov
6. P.A. Klimin, I.A. Koop, E.A. Perevedentsev, A.N. Skirinsky and Ju.M. Shatunov. The 75 kG Superconducting Wiggler Magnet for the Electron-Positron Storage Ring VEPP-2M.



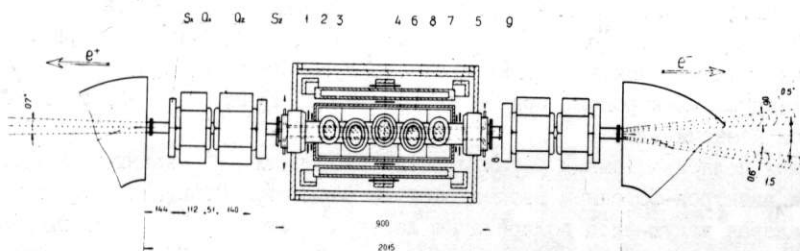
Р и с. 1.



Р и с. 2.



Р и с.3. Вертикальное сечение магнита сверхпроводящей "змейки" ВЭШ-2М. 1 - вакуумная камера, 2 - охлаждаемый приемник СИ, 3 - азотный канал, 4 - железный керн, 5 - внутренняя секция обмотки, 6 - внешняя секция, 7 - бандаж, 8 - гелиевый корпус из нержавеющей стали.



Р и с.4. Прямолинейный промежуток ВЭШ-2М, в центре которого помещена сверхпроводящая "змейка". Здесь Q_x, Q_z -квадрупольные линзы, S_x, S_z -секступольные корректоры, 1 - кожух-магнитопровод, 2,3 - продольные пластинчатые подвески, 4,5 - кронштейны, 6 - гелиевый объем, 7 - азотный объем, 8 - внутренняя вакуумная камера, 9 - узел тепловой развязки и вывода приемников излучения. Схематично показаны каналы вывода СИ в электронном и позитронном направлениях.

□

ИСТОЧНИК КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КОМПТОНОВСКИХ
 γ -КВАНТОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
 НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4

А.А.Казаков, Г.Я.Кезерашвили, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов
 Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Среди методов получения интенсивных γ -пучков высоких энергий (тормозное излучение, аннигиляция на лету быстрых позитронов, излучение из ориентированных кристаллов) наиболее перспективным, по-видимому, является комптоновское рассеяние лазерных фотонов на электронах в накопительных кольцах.

Квазимонохроматический вид спектра в жесткой части, высокая степень поляризации обратных фотонов, превосходные фоновые условия (тормозной и нейтронные фоны пренебрежимо малы) придают этому методу особенную привлекательность для экспериментов по изучению физики электромагнитных взаимодействий ядер в области промежуточных и высоких энергий.

Как известно ^{1/}, при лобовом столкновении фотонов энергии ω_1 с электронами большой энергии E_1 , конечные фотоны вылетают в узкий конус с углом $\theta = 1/\gamma$ относительно направления начального электрона и имеют энергию

$$\omega_2 = 4\gamma^2\omega_1 / (1 + n^2 + 2\lambda), \quad (I)$$

где $\lambda = 2\gamma\omega_1/m_0c^2$, $n = \gamma\theta$, $\gamma = E_1/m_0c^2$.

На рис.1 показана расчетная зависимость сечения комптоновского рассеяния от угла при различных энергиях электронного пучка, из которой видно, что, например, при $E_1 = 5$ ГэВ 90% интенсивность пучка вторичных γ -квантов лежит в пределах $\leq 2 \cdot 10^{-4}$ рад. Это соответствует диаметру пучка на мишени $2R = 8$ мм при пролетной базе 20 м.

Расчетные энергетические спектры комптоновских γ -квантов ($E_1 = 3,0$ ГэВ и 5 ГэВ, энергия фотонов $\omega_1 = 2,41$ эВ) приведены на рис.2. Из рис.2 видно, что можно плавно менять энергию жесткого края спектра $\omega_{2max} = 2E_1\lambda / (1+2\lambda)$, меняя энергию электронов, причем интенсивность пучка γ -квантов меняется при этом незначительно.

Анализ поляризационных характеристик вторичных γ -квантов показывает, что при электрон-фотонном взаимодействии параметры Стокса не перепутываются, т.е. задавая какую-либо поляризацию лазерных фотонов ξ_j^i , конечную поляризацию комптоновских γ -квантов $\langle \xi_j^+ \rangle$ получим такого же типа. На рис.3 показана степень циркулярной поляризации ξ_2^+ вторичных фотонов при различных энергиях электронного пучка и поляризации лазерных фотонов $\xi_2^i = 1$. Видно, что при 100% поляризации начальных фотонов поляризация обратных γ -квантов ($\theta < 1/\gamma$) близка к 100%. Корреляция "угол-энергия" (см. формулу (I)) позволяет выделить вторичные γ -кванты нужных энергий для улучшения монохроматичности пучка путем коллимации. Естественным ограничением для предельной высокой степени монохроматичности является угловой разброс в электронном пучке в области взаимодействия с лазерным светом. В нашем случае при $E_1 = 5$ ГэВ

электронный пучок в месте встречи имеет следующие параметры $\sigma_z = 150$ мкм, $\sigma_x = 1300$ мкм, $\sigma'_z = 2 \cdot 10^{-5}$ и $\sigma'_x = 10^{-4}$.

Таблица I иллюстрирует возможности коллимации при $E_1 = 5$ ГэВ, $\omega_1 = 2,4$ ГэВ, $\omega_{2\max} = 779$ МэВ.

$\Delta(\psi)$	$\omega_2(\psi)$ МэВ	ψ мрад	$\langle \xi_3^j \rangle$	$\langle \xi_2^j \rangle$	I_0/I_0^0	I/I_0^0
0.05	740	0.025	0.98	0.99	0.07	0.18
0.10	710	0.037	0.97	0.96	0.14	0.24
0.15	662	0.047	0.95	0.92	0.19	0.30
0.20	623	0.056	0.91	0.84	0.24	0.33
0.30	545	0.073	0.79	0.59	0.33	0.40

В табл. I $\Delta = \frac{\omega_{2\max} - \omega_2}{\omega_{2\max}} = \frac{\delta^2 \psi^2}{1 + 2\lambda + \delta^2 \psi^2}$ - степень монохроматичности. ψ - угол коллимации, параметры Стокса $\langle \xi_3^j \rangle$ и $\langle \xi_2^j \rangle$ сосчитаны при $\xi_3^i = +1$ и $\xi_2^i = +1$ соответственно. I_0^0 - полная интенсивность пучка без коллиматора, I_0 - интенсивность пучка, прошедшего круглый коллиматор, I - интенсивность пучка, прошедшего щелевой коллиматор.

Однако на накопителе ВЭПП-4 имеется возможность улучшить степень монохроматичности комптоновских γ -квантов без потери их интенсивности с помощью методики "меченых фотонов". Расчеты показывают, что, используя систему регистрации рассеянных электронов детектора МД-1 [2] для измерения энергии электрона отдачи после комптоновского взаимодействия, можно получать γ -кванты с такой же монохроматичностью, как в случае применения коллиматоров.

На основе лазерного поляриметра накопителя ВЭПП-4 [3] создана установка РОКК (рассеянные обратные комптоновские кванты).

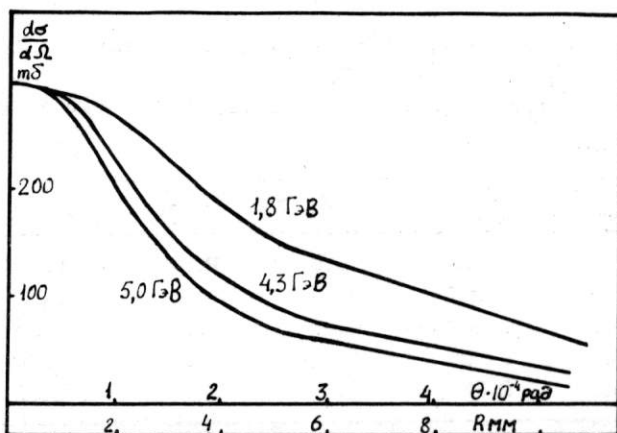
На рис. 4 показана схема установки РОКК. Источником фотонов в нашей установке служит лазерная система "INNOVA-20" ($\omega_1 = 2,42$ эВ) фирмы "COHERENT".

Линейная поляризация лазерных фотонов преобразуется с помощью термостабилизированной ячейки Погкельса (поперечный электрооптический эффект) в любую наперед заданную поляризацию. Контроль за состоянием поляризации фотонов осуществляется дистанционно эллипсометрами. Управляемые от шаговых двигателей линзы L_1 и L_2 , L_3 и металлическое зеркало С служат для ввода лазерного излучения в вакуумную камеру накопителя и формирования оптимальных размеров фотонного пучка в месте взаимодействия с электронами. Расстояние от выходного окна лазера до области взаимодействия 20 м.

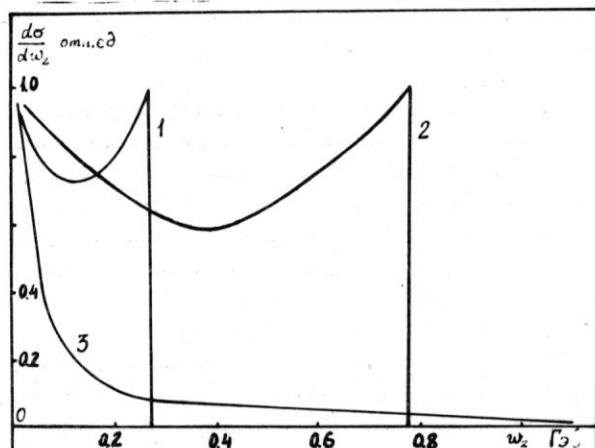
Координаты вторичных γ -квантов регистрируются системой из 5 индукционных пропорциональных камер с распределенным конвертором и разрешением 200 мкм.

Энергия γ -квантов (200-900 МэВ) измеряется счетчиком полного поглощения на основе $NaI(Tl)$. Эффективность регистрации системы близка к 100% при толщине конвертора $\approx 3X_0$, энергетическое разрешение $\approx 5\%$, детектор расположен на расстоянии ~ 20 м от области взаимодействия. Для защиты детектора от фона, обусловленного жесткой (≈ 100 кэВ) компонентой синхротронного излучения из магнитов M_1 и M_2 накопителя, применялись вольфрамовые фильтры ($0,5X_0 + 2X_0$), устанавливаемые дистанционно на выходе из вакуумной камеры.

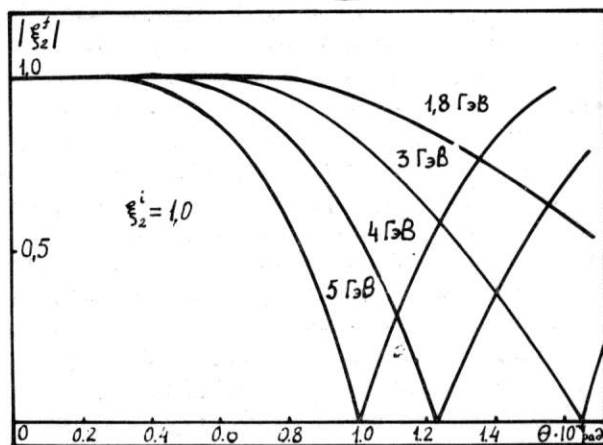
Информация с детектора вводится в программируемый крест-контроллер ПКК-2 "Одренок", который обеспечивает непрерывный контроль и управление параметрами лазерного пучка, а также обработку информации с детектора в реальном времени и вывод результатов на цветной дисплей и графопостроитель.



Р и с.1. Зависимость сечения комптоновского рассеяния от угла $2R$ - диаметр комптоновского пучка на исследуемой мишени.



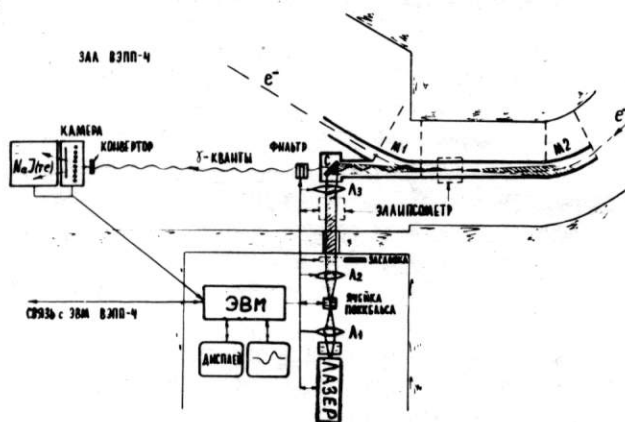
Р и с.2. Расчетные спектры комптоновских γ -квантов при энергии электронов $E_1 = 3,0$ ГэВ (кривая 1) и 5 ГэВ (кривая 2). Кривая 3 - тормозной спектр.



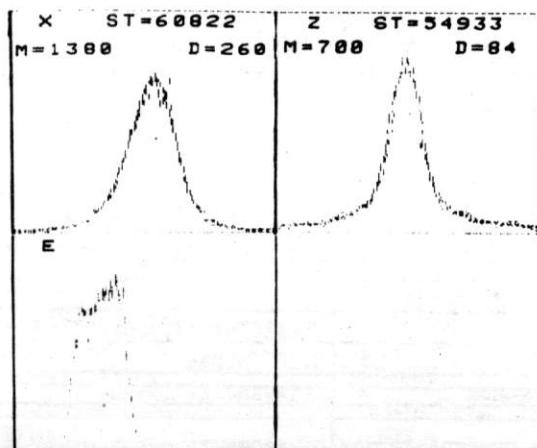
Р и с.3. Степень циркулярной поляризации $|\xi_2^+|$ вторичных фотонов при различных энергиях электронного пучка. Поляризация лазерных фотонов $\xi_2^i = 1$.

Экспериментально достигнутая скорость счета γ -квантов на нашей установке $\sim 10^5$ фот/с при 10 мА токе электронного пучка, циркулирующем в накопителе. На рис.5 показаны экспериментально измеренные координатные и энергетические распределения пучка комптоновских γ -квантов с порогом регистрации 212 МэВ. Эти распределения находятся в хорошем согласии с расчетом. Проведенные измерения нейтронного фона показали его пренебрежимо малость.

С 1983 г. на установке РОКК ведутся эксперименты по измерению сечений фотоделения трансурановых ядер γ -квантами промежуточных энергий ^{4/}, а также эксперименты по выяснению механизмов электромагнитного взаимодействия тяжелых ядер ^{5/}.



Р и с.4. Схема установки РОКК.



Р и с.5. Экспериментальные распределения пучка комптоновских γ -квантов. Порог $NaI(Tl)$ - 212 МэВ, $E_1 = 5$ ГэВ, М - максимум, Д - дисперсия, ST - статистика.

Л и т е р а т у р а

1. L.Federici et al. Nuovo Cimento vol. 59B.2, 1980.
2. Бару С.Е. и др. Препринт ИЯФ, 83-39, Новосибирск, 1984.
3. Воробьев П.В., Казаков А.А., Кезерашвили Г.Я. и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1983.
4. Казаков А.А., Кезерашвили Г.Я., Лазарева Л.Е. и др. Препринт ИЯИ, П-0329, Москва, 1984.
5. Казаков А.А., Кезерашвили Г.Я., Лазарева Л.Е. и др. Письма в ЖЭТФ Т.40, 10 (1984)

ВЛИЯНИЕ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВЕДУЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАКОПИТЕЛЯ НА ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ

Темных А.Б.

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Обычно максимальная светимость установок со встречными пучками ограничивается эффектами, связанными с электромагнитным взаимодействием встречных пучков. Одним из наименее изученных вопросов, относящихся к эффектам встречи, является вопрос о влиянии параметров конкретной установки на характер движения частицы, взаимодействующей со встречным сгустком.

Целью настоящей работы является изучение влияния нулевой гармоники кубической нелинейности ведущего магнитного поля накопителя на движение отдельной частицы, взаимодействующей со встречным пучком.

Относительно процесса прохождения частицы через встречный сгусток сделаем приближения, которые часто используются. 1) Встречный сгусток считается бесконечно коротким. 2) Не учитывается синхротронное движение частицы. 3) Не учитываются радиационные эффекты (шум и затухание). Будем рассматривать только радиальное движение.

Гамильтониан, который описывает движение частицы при сделанных предположениях, имеет вид:

$$H = J_{\alpha} \nu_{\alpha} + V(\sqrt{2} \beta_{\alpha} J_{\alpha} \cos \varphi_{\alpha}) \cdot \delta_{2\varphi}(\theta) + B J_{\alpha}^2,$$

где: J_{α} , φ_{α} — переменные "действие-фаза"; β_{α} — бета-функция в месте встречи; член $B J_{\alpha}^2$ описывает влияние нулевой гармоники кубической нелинейности ведущего магнитного поля накопителя; ν_{α} — частота радиальных бетатронных колебаний, $V(x)$ — потенциал от встречного пучка [1].

$$V(x) = \frac{r_0 N}{\gamma} \int_0^{\infty} dt \frac{1 - \exp(-\frac{x^2}{2(\beta_x^2 + t)})}{(\beta_x^2 + t)^{1/2} (\beta_z^2 + t)^{1/2}},$$

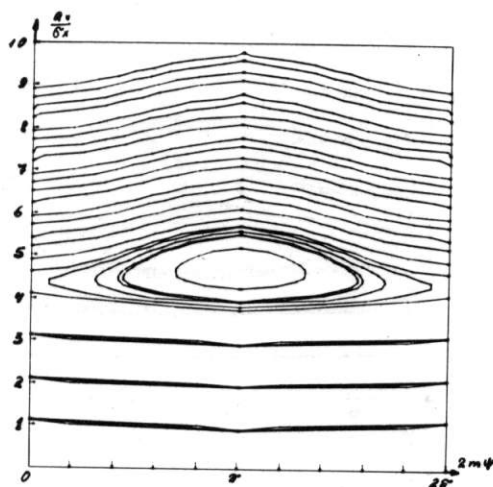
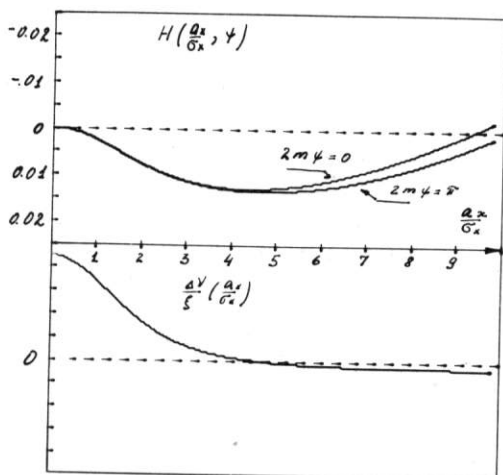
здесь: r_0 — классический радиус электрона; N — число частиц во встречном сгустке; β_x , β_z — радиальный и вертикальный размеры пучка в месте встречи. Разложив $\delta_{2\varphi}(\theta)$ — функцию в ряд по гармоникам частоты обращения: $\delta_{2\varphi}(\theta) = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} \cos(\kappa \theta)$; используя разложение: $e^{-t \cos y} = I_0(t) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n(t) \cdot (-1)^n \cos(ny)$, а также перейдя к нормированному действию

получим:

$$H = J \nu_x + V_0(J) + \sum_{\kappa=1}^{\infty} V_m(J) \cos(2m \varphi_x + \kappa \theta) + B J^2, \quad (I)$$

где: $V_0(J) = \xi \left(1 + \frac{1}{f}\right) \int_0^{\infty} dt (\eta_1 \eta_2)^{1/2} [1 - \exp(-\frac{J \eta_1}{2})] \cdot I_0\left(\frac{J \eta_1}{2}\right),$

$$V_m(J) = -2 \xi (-1)^m \left(1 + \frac{1}{f}\right) \int_0^{\infty} dt (\eta_1 \eta_2)^{1/2} \exp(-\frac{J \eta_1}{2}) I_m\left(\frac{J \eta_1}{2}\right),$$

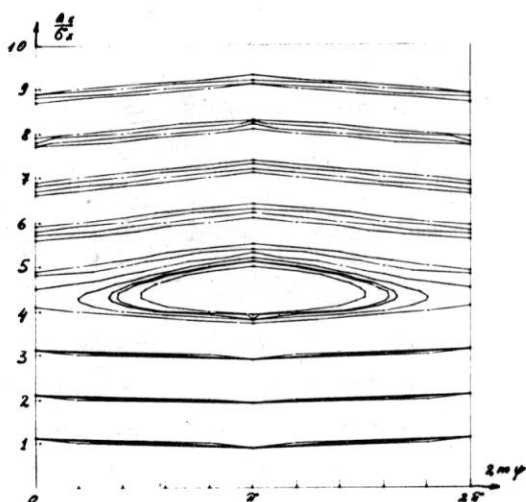
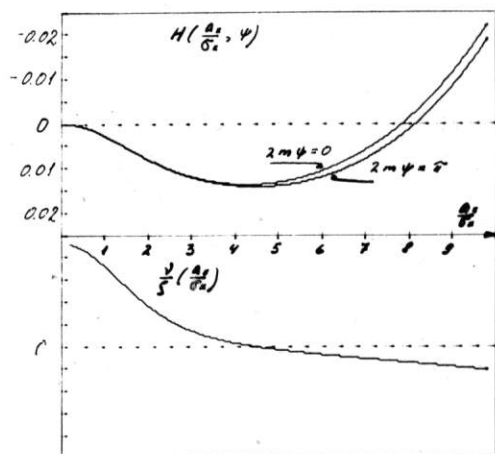


Р и с.1 а, б. Радиальное движение частицы вблизи области авто-
 фазировки резонанса 10 $\nu_x = 96$ при нулевой машинной кубической
 нелинейности.

$I_m(t)$ - модифицированная функция Бесселя порядка m ;
 $\eta_1 = \frac{1}{1 + t/f}$; $\eta_2 = \frac{1}{1 + t \cdot f}$; $f = \frac{\delta_x}{\delta_z}$ - эллиптичность пучка в месте встречи;
 $f = \nu_0 N \rho_1 / 2\pi \chi \delta_x(\delta_x + \delta_z)$ - параметр взаимодействия;
 Пусть рабочая точка ν_x лежит вблизи резонанса $\frac{k}{2m}$; $\nu_x = \frac{k}{2m} + \delta$,
 $\delta \ll 1$. Сделаем замену переменных $\psi = \varphi_x - \frac{k}{2m} \theta$ и оставив
 в выражении (I) один член с медленной фазой, получим резонансный гамильтониан:

$$H = J\delta + V_0(J) + V_m(J) \cos(2m\psi) + R.J^2$$

Этот гамильтониан описывает движение частицы в приближении изолированного ре-
 зонанса. Это описание справедливо при достаточно малой величине f . Важны-
 ми характеристиками нелинейного периодического движения являются зависимости:



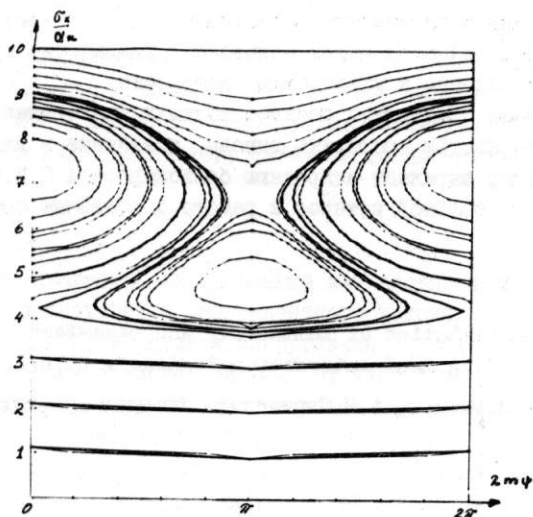
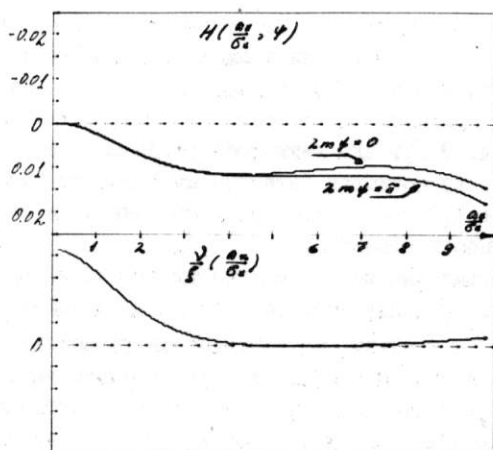
Р и с. 2 а,б. Радиальное движение частицы вблизи области автофазировки резонанса $10 \nu_x = 96$ при отрицательной машинной кубической нелинейности.

$$V(J) = S + \frac{\partial V_0}{\partial J} + 2LJ \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial J} = \frac{\partial^2 V_0}{\partial J^2} + L. \quad (3)$$

и

Графики, которые отображают движение частицы, будут построены в зависимости от амплитуды бетатронных колебаний a_x , нормированной на радиальный размер пучков в месте встречи, a_x/δ_x . Надо отметить также, что функция в выражениях для $V_0(a_x/\delta_x)$ и $V_m(a_x/\delta_x)$ гладкая и легко интегрируется численно, поэтому движение, которое мы рассматриваем, легко исследовать. В расчетах, результаты которых будут приведены ниже, величины параметров L и f соответствуют накопителю ВЭПП-4 на энергии 1,8 ГэВ, а именно: $L = 1,3 \cdot 10^{-5}$, $f = 11$.



Р и с. 3.а,б. Радиальное движение частицы вблизи области авто-
 фазировки резонанса $10 \nu_x = 96$ при положительной машинной куби-
 ческой нелинейности.

На рис.1-3 представлены графики зависимостей $H(\frac{a_x}{a_z}, \psi)$ при $2m\psi = 0$, $2m\psi = \pi$ и фазовые плоскости движения частицы для различных величин параметра R . Гармоника $\nu_m(\frac{a_x}{a_z})$ во всех случаях соответствовала резонансу $10 \nu_x = 96$. Расстройка от резонанса δ в каждом случае выбиралась так, чтобы резонансное условие $\nu(\frac{a_x}{a_z}) = 0$ выполнялось при $a_x/a_z \approx 4-5$. При $R = 0$ (рис.1) имеется обычная ситуация, описанная в работе [2]. При отрицательной величине кубической нелинейности $R = -1,3 \cdot 10^{-5}$ (рис.2), ситуация мало отличается от предыдущей. Случай $R = 1,3 \cdot 10^{-5}$ (рис.3), который соответствует реальной кубической нелинейности ведущего магнитного поля накопителя ВЭПП-4, принципиально отличается от двух предыдущих. В этом случае имеется точка, где уменьшение бетатронной частоты при увеличении амплитуды бетатронных колебаний, обусловленной взаимодействием со встречным пучком, компенсируется ростом бетатронной частоты из-за положительной кубической нелинейности ведущего магнитно-

го поля: $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathcal{J}} = \frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \mathcal{J}^2} + \mathcal{L} = 0$, см. (3). Естественно ожидать, что при выполнении резонансного условия в этой точке, или вблизи нее, биения амплитуды бетатронных колебаний сильно увеличатся. Действительно, на рис. 3, на фазовой плоскости имеются траектории, двигаясь по которым, частица может свободно перемещаться в области от $3,7 \sigma_x$ до $9 \sigma_x$. Для двух предыдущих случаев $\mathcal{L} = 0$ и $\mathcal{L} = -1,3 \cdot 10^{-5}$ область биений амплитуд бетатронных колебаний лежит в пределах $4 \sigma_x + 5,2 \sigma_x$ и $4 \sigma_x + 4,8 \sigma_x$, т.е. величина биений в случае положительной кубической нелинейности увеличилась в 5 раз.

В модели взаимодействия частицы со встречным сгустком, которому мы использовали, во-первых, отсутствует двумерность движения, во-вторых, не учитывается синхротронное движение, в-третьих, не учитываются гармоники машинных резонансов. Поэтому вместо картины, обрисованной выше, реально имеется сложная ситуация. Однако утверждение о том, что при положительной кубической машинной нелинейности есть область, где отрицательная "кубическая" нелинейность пучка компенсируется положительной машинной, и в этой области сильно увеличиваются биения амплитуд бетатронных колебаний, остается справедливым. Возможно, что в некоторых случаях влияние кубической нелинейности определяющее. Тогда изменение знака кубической нелинейности может привести к увеличению предельных величин параметра и, соответственно, к увеличению светимости.

К сожалению, из-за отсутствия соответствующих экспериментальных данных пока нельзя с достоверностью проверить выводы, сделанные в данной работе.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность С.И.Мишневу, Г.М.Тумайкину, А.А.Жоленцу за большой интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. B.W.Montague. "Calculation of Luminosity and Beam-Beam Returning in Coasting Beam Interaction Regions". CERN/ISR-GS/75-36 (1975).
2. Я.С.Дербенёв, С.И.Мишнев, А.Н.Скринский. Атомная энергия, 20, 217, 1966.

□

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОГО РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ВЭП-4 (СТРУКТУРА И РЕАЛИЗАЦИЯ)

В.В.Каргальцев, О.М.Корябкин, Э.А.Купер, А.В.Репков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Система предназначена для оценки радиационной обстановки на электрон-позитронном ускорительно-накопительном комплексе с целью обеспечения радиационной безопасности. Система предоставляет оператору текущую информацию, оповещает об аварийной ситуации, изменяет режим работы узлов комплекса для предотвращения повышенного облучения персонала, а также производит накопление, хранение, обработку и документирование полученной информации для последующего анализа радиационной обстановки.

Измерительная часть системы включает в себя блоки детектирования, расположенные на территории комплекса, аппаратуру, регистрирующую сигналы блоков детектирования, таймер, часы абсолютного времени и микро-ЭМ, организующую измерительный процесс.

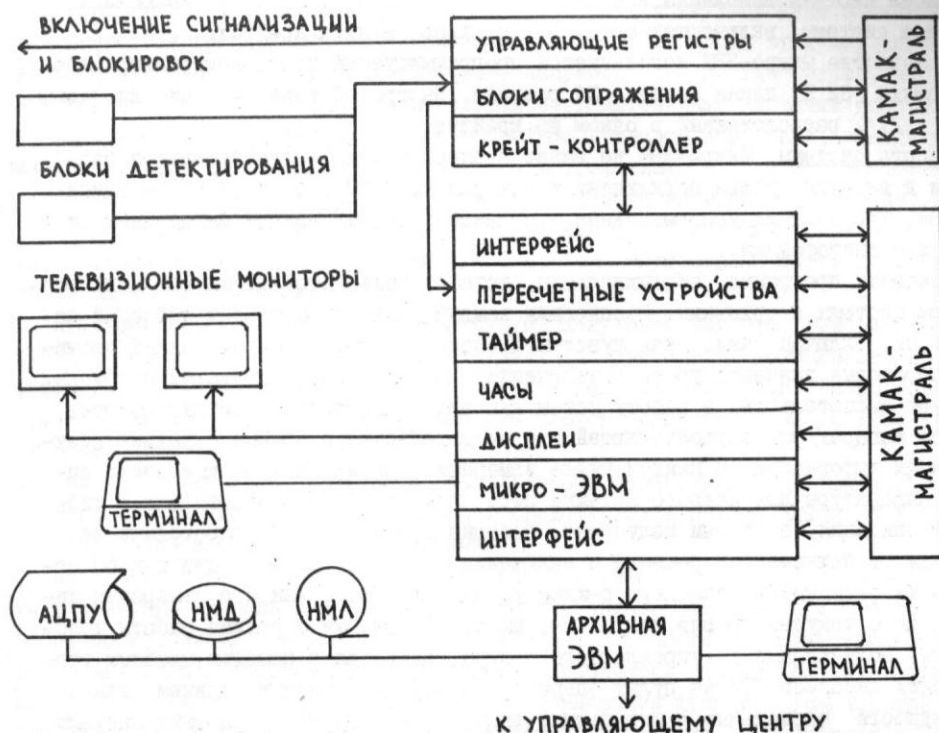
Блоки детектирования, применяемые в системе, содержат электронные блоки предварительной обработки сигналов детекторов. Каждый выносной датчик подключается к регистрирующей аппаратуре с помощью одного коаксиального кабеля, по которому к блоку подводится питание, а от него передается информация.

В настоящее время в системе используются детекторы двух типов - воздушные ионизационные камеры и активационные дозиметры нейтронов.

Ионизационные камеры, предназначенные для детектирования заряженных частиц и фотонов, изготовлены из полиамидной пластмассы. При их проектировании учитывалась необходимость регистрации низкоэнергетичного (~ 8 кэВ) фотонного излучения. Камеры имеют сферическую форму - вместе с улучшением изотропности чувствительности это способствует уменьшению "микрофонного эффекта". Ионизационные камеры изготавливаются двух размеров.

Блок предварительной обработки для ионизационной камеры генерирует стабилизированное напряжение (~ 400 В) для питания камеры и осуществляет импульсное кодирование ионизационного тока (преобразование ток-частота). На основном, самом чувствительном пределе измерения одному импульсу соответствует заряд 10^{-14} К, что при максимальной частоте 10 кГц соответствует току 10^{-10} А.

Предел измерения и разрешение блока детектирования зависят от объема ионизационной камеры и времени экспозиции. Порог чувствительности составляет 10^{-14} А для времени экспозиции 10 с. Эта величина тока соответствует мощности дозы 0,11 мбэр/ч при использовании камеры объемом 0,82 л и 0,024 мбэр/ч для камеры объемом 3,9 л. Отметим, что дальнейшее снижение порога чувствительности блока детектирования, требующее увеличения разрешающей способности измерителя по току, представляется нецелесообразным для данного класса устройств из-за резко растущей сложности возникающих при этом проблем, связанных с необходимостью исключения влияния паразитных токов в изоляторах конструкции блока, уменьшения собственного входного тока измерителя (особенно при сохранении приемлемого динамического диапазона), получения достаточно стабильного напряжения питания камеры и обеспечения стабильности геометрических размеров камеры в условиях эксплуатации.



К УПРАВЛЯЮЩЕМУ ЦЕНТРУ

Динамический диапазон блока детектирования в зависимости от времени экспозиции и предела измерения составляет $10^4 - 10^5$. Реальные потребности перекрываются датчиками, изготавливаемыми с тремя различными пределами измерения (по току). Максимальный предел ограничивается рекомбинацией ионов в объеме камеры, и составляет для камеры меньшего размера ~ 1200 бар/ч при непрерывном и ~ 5 мбар/импульс при импульсном излучении.

Детектор нейтронов выполнен на основе полиэтиленового замедлителя, для регистрации тепловых нейтронов использована активированная родиевая фольга. Регистрация жесткого γ -излучения родия производится галогенным счетчиком СБМ-20, для исключения фона введен второй канал с таким же счетчиком.

Блок предварительной обработки сигналов нейтронного детектора нормализует импульсы, поступающие от счетчиков, для передачи по линии. Импульсы от основного и фоновых счетчиков кодируются различной длительностью.

Аппаратура регистрации сигналов блоков детектирования

Сигналы, приходящие с датчиков, преобразуются в цифровую форму с помощью пересчетных устройств (на которые они поступают через блоки сопряжения).

Основные функции блока сопряжения – подача напряжения питания на кабели, соединяющие его с датчиками, и выделение приходящих от них импульсных сигналов для передачи их в пересчетку. Блок сопряжения для нейтронных детекторов осуществляет также разделение сигналов от основного и фоновых каналов.

В процессе измерения пересчетные устройства циклически опрашиваются микро-ЭВМ. Накопленные величины зависят от интервала времени между опросами. Для точного задания времени экспозиции используется программируемый таймер.

Интересующее нас измерение может быть локализовано во времени с помощью часов абсолютного времени – блока с резервированием питания, что обеспечивает правильность его показаний после временного отключения питания аппаратуры.

Блоки системы выполнены в стандарте КАМАК и размещаются при имеющемся размере системы, включающей около 50 датчиков, в двух крейтах.

В качестве микро-ЭВМ используется программируемый крейт-контроллер (объем памяти 32 К, длина слова - 24 разряда, быстродействие ~ 3 мкс на команду) /1/, расположенный в одном из крейтов.

Работа системы. Микро-ЭВМ не имеет внешней памяти и для начальной загрузки и ведения архива подключена к центральной ЭВМ ("ОДРА-1325") - одной из ЭВМ, управляющих ускорительным комплексом, оборудованной магнитными дисками и магнитофонами.

Основная программа, обслуживающая систему, пользуется двумя файлами: описанием системы и архивным. В описании каждый канал представлен таблицей параметров, включая такие, как чувствительность и сдвиг нуля показаний датчика, пороговые значения уровней излучения в данной точке, превышение которых требует вмешательства в работу установки или оповещения экспериментаторов, адреса аппаратуры, осуществляющей это вмешательство, и данные о режиме визуализации информации. В каждом цикле измерения данные, полученные после опроса аппаратуры, для каждого датчика пересчитываются, в соответствии с таблицей описания, в уровни излучения, которые сравниваются с пороговыми значениями, и принимается решение о включении звуковой сигнализации или об отключении радиационно-опасного режима установки. После каждого измерения информация о текущем уровне излучения, вместе с данными о режиме работы ускорителя, полученными из управляющего центра, выдается с помощью цветных графических дисплеев /2/ на пульт оператора и рабочие станции, причем для наглядности нормальные и повышенные значения индицируются разными цветами.

Состав индицируемых на каждом дисплее контрольных точек может изменяться (как и другие, содержащиеся в файле описания параметры) оператором с терминала микро-ЭВМ без нарушения работы системы и индикации на других дисплеях. Возможен такой режим визуализации, когда информация об интересующих нас точках и режиме работы комплекса выдается в темпе измерения еще и на печатающее устройство DZM-180.

Время экспозиции обычно устанавливается равным 10 с. Уменьшение времени измерения для более быстрой диагностики аварийной ситуации приводит к увеличению статистического разброса показаний, что, однако, несущественно для больших уровней, соответствующих аварийным. Поэтому возможен более частый (1-2 с) опрос аппаратуры с визуализацией усредненных за несколько измерений значений.

Информация о дозе по каждому каналу накапливается в ОЗУ микро-ЭВМ и с интервалом в несколько минут дублируется в архивном файле. Кроме того, в архивном файле делаются отметки о выделенных событиях, например, о максимальном за смену значении уровня излучения в каждой контрольной точке с привязкой по времени, отметки о числе превышений, заданных для данного канала порогов.

Данные, накапливаемые в архивном файле, используются для составления точных отчетов и отчетов по отдельным этапам экспериментальных работ на комплексе.

Особенности. При разработке аппаратуры системы был принят ряд мер по повышению надежности, облегчению диагностики неисправностей и замене отдельных ее частей.

Блоки детектирования подключаются одним кабелем, что обеспечивает достаточно высокую надежность соединительных трасс и позволяет относительно легко менять конфигурацию системы. Динамический диапазон фотонного датчика позво-

лил исключить необходимость введения в его состав коммутационных элементов для оперативного переключения диапазонов. Целесообразность этих мер видна из опыта эксплуатации серийных приборов, например, СП-1М, где большая часть неисправностей связана с многопроводными соединительными кабелями выносного блока и электромеханическими переключателями пределов измерения, используемыми во входных цепях электрометрического устройства.

Блоки сопряжения контролируют работоспособность кабелей и блоков детектирования по потребляемому блоком детектирования току, генерируя при обнаружении неисправности сигнал прерывания в ЭВМ. Этим осуществляется также проверка исправности источника питания.

Нулевому уровню излучения соответствует ненулевая частота, генерируемая блоком предварительной обработки, что дает дополнительную возможность программного диагностирования работоспособности выносных датчиков. Таким образом, большинство реальных неисправностей блоков детектирования диагностируются автоматически.

Емкость пересчетных устройств позволяет без переполнения накапливать информацию в течение 30 минут, что может предотвратить потерю данных о дозе при остановке и перезагрузке программы.

Начальный вариант системы, включающий 10 детекторов, был запущен в 1980 году в первую очередь для обеспечения радиационного контроля при проведении работ по использованию синхротронного излучения. Работой системы управляла ЭВМ "ОДРА-1325", которая одновременно использовалась для нескольких других задач управления. Неприятности от такого совмещения функций, усложняющие организацию непрерывной работы дозиметрической системы из-за возможных ошибок в организации других процессов, были устранены переводом управления на отдельную микро-ЭВМ, связанную с управляющим центром.

Для дальнейшей автоматизации предполагается снабдить микро-ЭВМ внешней памятью и аппаратным загрузчиком для автоматического перезапуска программы в случае остановки. По-видимому, является оправданным резервирование питания аппаратуры, поскольку свои электроснабжения являются для такого рода систем серьезным дестабилизирующим фактором.

Существует потребность в автоматизированных системах радиационного контроля на других, функционально не связанных друг с другом установках института, при этом желательно иметь централизованный сбор данных. Решение такой задачи, видимо, будет осуществляться путем создания индивидуальных систем, объединенных в локальную информационную сеть.

Л и т е р а т у р а

1. Алешаев А.Н. и др. Применение 24-разрядной микро-ЭВМ для построения распределенных систем управления на комплексе ВЭПП-4. Доклад на настоящем совещании, т. I, с. 249.
2. Купер Э.А. и др. Цветной графический дисплей ЦДР-2. Препринт ИЯФ 84-112. Новосибирск, 1984.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОГО РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ВЭП-4. Цели, подходы, детекторы.

В.Г.Баркова, О.М.Корякин, А.В.Репков, В.Я.Чудаев
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

За последнее десятилетие в ускорительных центрах страны предпринимались значительные усилия по созданию многоканальных систем оперативного дозиметрического контроля [1-4]. Такие системы способны в значительной степени обеспечить решение следующих основных (и наиболее типичных) задач, возникающих в практической деятельности по обеспечению радиационной безопасности.

1. Оперативное изучение радиационной обстановки на различных участках радиационно-опасного объекта в целях:

- а) предварительной либо текущей (рутинной) оценки риска для персонала при выполнении тех или иных работ;
- б) планирования защитных мероприятий при организации и проведении работ.

2. Возможно раннее выявление резких ухудшений радиационной обстановки с целью предотвращения повышенного или аварийного переоблучения работающих.

Кроме того, в отдельных случаях может оказаться целесообразным придать системе средства, обеспечивающие экспрессную оценку последствий аварийных ситуаций. Подобные системы могут также использоваться для получения информации научного характера о полях излучений и для других целей [3].

Успехи в разработке малых компьютеров и их возрастающая доступность дают возможность сделать эти системы в высокой степени автоматизированными [2,4], а также позволяют надеяться на достижение приемлемого уровня надежности. Непрерывность контроля при наличии достаточных ресурсов памяти ЭВМ (в том числе периферийной) улучшит качество оценок и создаст условия для решения дополнительных задач. В частности, радиационную обстановку можно будет характеризовать средними по времени величинами уровней излучений, а не только их экстремальными значениями; детальная ретроспективная информация о радиационных полях предоставит условия для более четкой причинной интерпретации данных индивидуального дозиметрического контроля (ИДК). Это, несомненно, позволит более объективно оценивать степень радиационной опасности и даст необходимые предпосылки для выработки обоснованных мер для предотвращения нежелательных ухудшений радиационной обстановки.

Подчеркнем наиболее характерные, на наш взгляд, качества, которые автоматизация с помощью ЭВМ может придать системе оперативного дозиметрического контроля:

- 1) наглядность оперативно поступающей к наблюдателю обширной и детальной во времени и пространстве информации, четко привязанной к параметрам пучков основных установок комплекса;
- 2) доступность контроля и его основных результатов для операторов, экспериментаторов и других групп работающих.

Эти качества создают необходимые условия для гибкого и оперативного управления радиационной обстановкой и обеспечением условий безопасности персонала.

Достоинством АСНПК является также и то, что она позволяет изучать радиацион-

ную обстановку параллельно с выполнением основных экспериментальных программ (физика высоких энергий, научно-прикладные исследования с использованием синхротронного излучения и др.), т.е. практически не прибегая к специальным затратам дорогостоящего ускорительного и пучкового времени.

В то же время АСНРК не должна рассматриваться как средство, способное само по себе обеспечить всю полноту информации, необходимую для объективной оценки радиационной опасности, даже если речь идет только о внешнем облучении.

Наибольшая объективность и эффективность в изучении и контроле радиационной обстановки может достигаться лишь при оптимальном взаимодействии различных взаимодополняющих средств оценки радиационной опасности:

- 1) расчетно-теоретических методов, включая использование ранее полученных экспериментальных данных;
- 2) переносных и носимых средств оперативного дозиметрического контроля;
- 3) методов ИДК.

ИДК может давать наиболее обобщающие показатели, однако из-за невысокой оперативности они не всегда могут быть использованы для прогноза.

Характерными чертами АСНРК как средства контроля и оценки радиационной обстановки являются хорошее временное разрешение (вследствие непрерывности измерения в каждой контрольной точке) и плохое "пространственное разрешение" (из-за ограниченного количества детекторов, размещаемых в фиксированных точках). Для носимой же аппаратуры соотношение между этими качествами обратное. При тщательной работе дозиметриста пространственное разрешение носимой аппаратуры приближается по порядку величины к размерам детектора; для стационарной же системы оно определяется расстоянием между детекторами. И, наоборот, временное разрешение АСНРК определяется только установленным временем интегрирования сигнала, тогда как для носимой аппаратуры оно связано с промежутком времени между измерениями в одной и той же точке. Ввиду дискретного характера распределения измерений в пространстве (АСНРК) и во времени (носимая аппаратура) в радиационных полях со значительными градиентами или нестабильных во времени возможны существенные просчеты в оценке радиационной обстановки, если при размещении детекторов АСНРК или при выборе моментов измерения носимой аппаратурой не использовалась достаточная априорная информация о характере поведения поля излучения в пространстве и во времени. Из приведенного рассуждения взаимодополняемость всех трех средств оценки видна достаточно наглядно.

Применение переносной и носимой аппаратуры представляется более предпочтительным при оценке уровней излучений наведенной радиоактивности. Кроме того, при наличии поля излучений наведенной радиоактивности такая аппаратура может оказаться необходимой и для выставки нулевых показаний детекторов АСНРК. С другой стороны, на участках с высокими уровнями излучений использование носимой аппаратуры невозможно.

НЕОБХОДИМОСТЬ создания АСНРК на ВЭПП-4 обосновывалась следующими соображениями:

1. Масштабы комплекса ВЭПП-4 и характер радиационной обстановки на нем предъявляют значительные требования к объему дозиметрического контроля. Необходимое первоначальное количество точек оценивалось приблизительно в 60.

2. Дозиметрическая информация должна поступать одновременно и непрерывно от всех контрольных точек в четкой привязке к режимам работы комплекса и параметрам пучков основных установок.

3. Для удобства использования в будущем полученной информации необходимо иметь возможность ее накопления, длительного хранения и оперативного доступа к ней.

4. Оперативно поступающая к наблюдателю дозиметрическая информация должна представляться в виде, максимально удобном для быстрого восприятия, поскольку уровни излучений на многих участках могут изменяться быстро и в широких пределах.

5. На отдельных участках комплекса нельзя полностью исключить возможности возникновения аварийной ситуации (например, в помещениях для экспериментальных работ с пучками СИ).

Выбор дозиметрических критериев радиационной опасности и адекватных детекторов для АСНРК в значительной степени обусловлен характером радиационных полей на комплексе. Радиационные поля при работе ВЭШ-4 формируются из следующих основных компонент [5, 10-12]:

- электронно-фотонного ливневого излучения (ЭЛИ)
- синхротронного излучения (СИ)
- тормозного излучения (ТИ)
 - а) автоэмиссионных электронов с $E \sim 0,5 + I$ МэВ в ускоряющих резонаторах;
 - б) мегавольтных электронных пучков ВЧ-генераторов
- нейтронов гигантского резонанса (НГР)

Некоторый вклад создается также нейтронами высокой энергии (НВЭ, $E > 80$ МэВ) и мюонами.

Внутри помещений, где размещаются ускорители и накопители, при углах $\vartheta > 15^\circ$ к направлению гнущего пучка, дозные поля, создаваемые ЭЛИ, обусловлены в основном e^\pm и фотонами с $E \lesssim 10-20$ МэВ [11]. При нормальном фронтальном падении этого излучения на тело максимальная эквивалентная доза (МЭД) достигается на глубинах 0-6 см (большие глубины соответствуют меньшим ϑ). Максимальное отношение МЭД к поверхностной дозе (при $\vartheta = 15^\circ$) не превышает 2. При меньших углах ливневые эффекты становятся гораздо более существенными.

Снаружи защиты величина дозы ЭЛИ при любых ϑ определяется также в основном частицами и фотонами с $E \lesssim 10-20$ МэВ. Локализация МЭД - на поверхности тела, обращенной к защите (по крайней мере, вблизи защиты).

С учетом данных [6] и характера реальных спектров НЕЙТРОНОВ следует считать, что их МЭД будет близка к $\sum_i (МЭД)_i$ от всех участков спектра.

Величина дозы рассеянного СИ на расстоянии l м от выпускаемых из вакуумной камеры прямых пучков СИ в зависимости от материала рассеивателя, критической энергии СИ и геометрии может определяться фотонами с энергией от 8 кэВ до нескольких десятков кэВ. За защитой определяющими являются фотоны с энергией в несколько десятков кэВ и выше. Фотоны еще более высоких энергий определяют дозное поле за защитой от ПРЯМОГО пучка СИ. Во всех случаях МЭД СИ с высокой точностью локализуется на поверхности тела со стороны облучения.

В зависимости от величины дозы и других условий облучения существуют различные дозиметрические критерии опасности воздействия ИИ на человека и предлагаются новые [6-8]. Поскольку распределение глубинной эквивалентной дозы по телу в условиях электрон-позитронного комплекса может изменяться очень значительно, то наиболее адекватным критерием опасности при хроническом профессиональном облучении следует считать рекомендованную МКРЗ [7] эффективную эквивалентную дозу (ЭЭД). В практически важных случаях ЭЭД, по-видимому, близка к среднетканевой эквивалентной дозе СЭД [6]. Ограничение облучаемости в шкале ЭЭД с точки зрения контроля сводится к одновременному соблюдению следующих условий [6, 7]:

$$\begin{aligned} \text{ЭЭД} &\equiv \sum_i w_i \bar{H}_i \leq 0,05 \text{ Зв} & (1) \\ \left. \begin{aligned} \text{МЭД} &\leq 0,5 \text{ Зв} \\ \text{МЭД}_x &\leq 0,3 \text{ Зв} \end{aligned} \right\} & (2) \end{aligned}$$

где H_i — средняя эквивалентная доза за год в i -м органе; w_i — весовой множитель i -го органа; условия (2) ограничивают локальное облучение, соответственно, любой части тела и кристаллика. Предполагается также, что годовые индивидуальные дозы персонала не должны превышать $\sim 0,1$ ЦДД [6,9].

Реализация на практике этой новой концепции [7] МКРЗ связана с усложнением системы дозиметрических измерений и контроля. Переход от показаний детектора с чувствительностью, пропорциональной максимуму эквивалентной дозы при нормальном фронтальном облучении тела ($MЭД_{1Г}$) к величине МЭД, соответствующей реальным условиям облучения, и к ЭЭД формально можно представить с помощью следующих соотношений:

$$\text{ЭЭД} = \frac{MЭД}{L} = \frac{MЭД_{1Г}}{K_{334} \bar{I} L} = \frac{MЭД_{1Г}}{K_{\Sigma}}, \quad (3)$$

где L — коэффициент неравномерности облучения тела, $L = MЭД/ЭЭД \approx MЭД/СЭД$ [6]; K_{334} — усредненный по действующему спектру коэффициент, учитывающий энергетическую зависимость чувствительности детектора по отношению к градуировочной энергии (в случае простого детектора АСНРК обычно нелегко обеспечить постоянство чувствительности в протяженном энергетическом диапазоне); \bar{I} — средний коэффициент изотропности, учитывающий угловое распределение излучения, а также изменение ориентации тела во время работы.

Коэффициенты K_{334}, \bar{I}, L (либо результирующий коэффициент K_{Σ}) в принципе могут быть определены как расчетным методом, так и экспериментально, с помощью фантомных измерений. При этом в первом случае необходимо знание энергетически-углового распределения (ЭУР) излучения в месте расположения детектора. В любом случае определение этих коэффициентов для большого количества контрольных точек АСНРК будет, без сомнения, достаточно громоздкой задачей. Точность оценки коэффициентов может сильно ухудшиться, если форма ЭУР излучения нестабильна во времени. Скорей всего для большинства контрольных точек коэффициенты будут выбираться на основе более или менее правдоподобных предположений об их величине. Эти трудности в значительной степени обусловлены тем, что величину ЭЭД нельзя определить только через поле скалярной величины: ЭЭД зависит от вида ЭУР излучения, его состава, а также от позы и ориентации тела.

В погрешность априорной оценки (основанной на показаниях АСНРК или носимой аппаратуры) предполагаемой облучаемости персонала будут также вносить вклад такие факторы, как неопределенность в оценке времени, необходимого для выполнения работы; неопределенность местонахождения персонала в процессе работы; неопределенность в оценке поля излучения, вытекающая из дискретного (в пространстве или во времени) характера измерений и др. С учетом сказанного, такого рода предварительные прогнозы радиационной опасности в условиях экспериментального электрон-позитронного комплекса, по-видимому, способны давать лишь правильный порядок величины. Подобная точность не должна рассматриваться в данном случае как неприемлемая, поскольку в дальнейшем степень облучаемости персонала уточняется с помощью ИДК. Точность последнего в части оценки ЭЭД в принципе может быть выше, чем у детекторов оперативных средств контроля; кроме того, автоматически устраняется вклад упомянутых выше других факторов неопределенности.

Из вышеизложенного ясно, что при решении основных задач оперативного контроля не обязательно предъявлять очень жесткие требования к точности детекторов АСНРК. Погрешность в пределах $\times(1,5+2)$ является еще приемлемой в условиях электрон-позитронного комплекса (хотя, может быть, и не всегда достижимой).

Несмотря на то, что процедура перехода от МЭД к ЭЭД по соотношению (3) является не вполне удовлетворительной из-за трудностей принципиального характера, представляется целесообразным выполнять оценку радиационной опасности с помощью средств оперативного контроля не только в шкале МЭД, но также и в шкале ЭЭД. Это позволит заметно снизить как систематические, так и случайные погрешности в оценке состояния радиационной обстановки.

Поскольку поверхностные эквивалентные дозы всех компонент, за исключением малоуглового ЭФЛИ внутри защиты, или совпадают с соответствующими МЭД, или близки к ним, то представляется достаточно естественным для оценки МЭД любой из компонент со средним коэффициентом качества $\bar{Q} \approx 1$ использовать в АСНРК детектор с чувствительностью, пропорциональной тканевой керме, а для оценки МЭД нейтронов использовать отдельный детектор. Чувствительность детекторов к неадекватным видам излучений должна быть по возможности минимальной.

Если хотя бы приближенно установлен относительный вклад основных компонент в показания детектора МЭД $\Sigma_{i=1}^n K_i$, известны для каждой из компонент ориентировочные значения коэффициентов $K_{ЭЭД_i}$, \bar{I}_i и Λ_i , то с помощью соотношений типа (3) можно оценить парциальные (МЭД) $_i$ и (ЭЭД) $_i$. Величина результирующей (ЭЭД) $_{\Sigma}$ определяется простым суммированием:

$$(ЭЭД)_{\Sigma} = \sum_i (ЭЭД)_i. \quad (4)$$

При оценке результирующей МЭД $_{\Sigma}$ необходимо учитывать, что хотя все парциальные (МЭД) $_i$ локализируются на поверхности тела, их конкретные поверхностные локализации не всегда будут совпадать, поэтому

$$МЭД_{\Sigma} \leq \sum_i (МЭД)_i. \quad (5)$$

Для консервативной оценки можно ограничиться использованием равенства в (5). При облучении, близком к изотропному, это обеспечит хорошую точность. В других случаях для более точного определения МЭД $_{\Sigma}$ необходимы дополнительные исследования относительной роли различных компонент.

Облучение малоугловым ЭФЛИ в условиях отсутствия защиты может носить аварийный характер. Поскольку на потенциально опасных территориях возможно также воздействие аварийных уровней рассеянного СИ, имеющего обратный ход глубинной дозы, то для экспрессной оценки последствий аварийных ситуаций желательно иметь детекторы фантомного типа.

Возможности выбора детекторов для АСНРК существенно ограничиваются импульсным характером излучений. Длительности импульсов существенных источников излучения лежат в наносекундном диапазоне.

В реализованной системе в качестве детектора излучений с невысокой ЛПЭ применена сферическая ионизационная камера с воздушным наполнением и со стенкой из полиамида, покрытой тонким слоем коллоидного графита. Использование диэлектрика в качестве материала стенки позволяет несколько уменьшить внешние габариты и вес детектора, а также избежать значительного ухудшения чувствительности камеры к низкоэнергетическому излучению. При измерениях за защитой камера имеет удовлетворительные энергетические характеристики чувствительности по МЭД как к СИ, так и к ЭФЛИ (при любых ψ). Существенные поправки на ЭЭД могут потребоваться лишь в условиях полного отсутствия защиты в полях малоуглового ЭФЛИ и в полях рассеянного СИ, образуемых прямыми пучками, выпущенными в воздушную среду помещения.

Камеры изготавливаются в двух вариантах: объемом 0,82 л со стенкой 1,1 мм и объемом 3,9 л со стенкой 2,1 мм. Малая камера имеет несколько лучшую ЭЭД для низкоэнергетичных фотонов и применяется, в первую очередь, для оценки уровней синхротронного излучения непосредственно в помещениях, где ведутся

работы с использованием пучков СИ. Большая камера пригодна для более низких уровней излучения и используется на участках, удаленных от мест возможного выпуска пучков СИ в воздух, где дозовый вклад фотонов с $E \lesssim 15$ кэВ не может быть определяющим.

Минимально обнаружимые уровни при времени измерения 10 с составляют: для блока детектирования с большой камерой — $\sim 0,024$ мрад/ч; для блока детектирования с малой камерой — $\sim 0,11$ мрад/ч.

Эффективность сбора ионов снижается (из-за их рекомбинации) до 87% при мощности дозы непрерывного излучения 220 рад/ч для большой камеры и при 1200 рад/ч — для малой.

Снижение эффективности сбора до тех же 87% при импульсном облучении происходит для большой камеры при 2,1 мрад/имп., для малой — при 4,8 мрад/имп. Эти характеристики весьма скромны по сравнению с импульсными возможностями "пассивных детекторов" (таких, как ТЛД, фотодозиметры и др.), однако для измерения средних уровней импульсного излучения, близких к допустимым, они, как правило, достаточны.

Для оценки МЭД нейтронов в системе применен дозиметр на основе полиэтиленового замедлителя овальной формы диаметром 29 см и высотой 35 см. Измерение флюенса тепловых нейтронов в центральной области замедлителя осуществляется по выходу реакции $Rh^{103}(n, \gamma)Rh^{104}$. Жесткое β -излучение Rh^{104} из родиевого конвертора толщиной ~ 200 мг/см² регистрируется счетчиком СБМ-20 в промежутках между циклами ускорения. Для компенсации фоновых компонент счета (космика, естественная и наведенная радиоактивность, квазинепрерывное излучение накопителей, резонаторов и СИ) введен второй счетный канал с таким же счетчиком, отделенным от счетчика с конвертором алюминиевым экраном толщиной 1,5 мм и обернутым для улавливания ЭЗЧ молибденовой фольгой. Для подавления статистических и иных погрешностей, возникающих под воздействием мощных потоков излучений, генерируемых в цикле ускорения и в течение некоторого времени после него, счет по обоим каналам блокируется с момента начала цикла на время ~ 50 мс.

На участках со значительными уровнями СИ эти меры подавления и компенсации фона иногда оказываются недостаточными. В таких случаях детекторы целиком помещаются в оболочку из листового свинца толщиной до нескольких мм.

В благоприятных фоновых условиях минимальный обнаружимый уровень нейтронного излучения составляет $\sim 0,25$ мбэр/ч (со среднеквадратичной погрешностью $\sim 50\%$). Верхний предел измеряемой мощности дозы связан с быстродействием счетчика и составляет около 300 мбэр/ч для обычно используемого максимально эффективного конвертора площадью 24 см². При необходимости этот предел можно увеличить, уменьшив размеры конвертора.

Импульсные возможности дозиметра определяются быстродействием счетчика, размерами конвертора и периодом полураспада Rh^{104} . Для обычного конвертора верхний предел составляет $\sim 5,5$ мбэр/имп. Этот предел также можно увеличивать, уменьшая размеры конвертора.

Итак, проведенное рассмотрение показывает, что в условиях ВЭП-4 действует ряд факторов, заметно снижающих точность оценок радиационной опасности, базирующихся на показаниях детекторов АСНРК и других средств оперативного дозиметрического контроля. Действие факторов чисто эквидозиметрического плана заключается в формировании весьма различных и нестабильных во времени распределений эквивалентной дозы по телу. Неприспособленность детекторов, рассчитанных на измерение МЭД в условиях нормального фронтального облучения тела, к оценке ЭЗД и МЭД при нестабильном во времени ЭУР, может приводить к значительным неопределенностям в интерпретации результатов оперативного контроля.

Несмотря на то, что дальнейшее снижение погрешностей остается весьма желательным, реализованные детекторы, по нашему мнению, уже могут обеспечить в большинстве случаев точность, приемлемую для целей оперативного прогноза (по крайней мере, за защитой).

На наш взгляд, использование детектора с чувствительностью, пропорциональной СЭД (даже для условий только нормального фронтального облучения), позволило бы несколько уменьшить некоторые из упоминавшихся неопределенностей.

Однако наиболее радикальным решением представляется создание дозиметра-фантома, начиненного детекторами эквивалентной дозы, пригодными для работы в импульсных полях. Такое устройство позволило бы контролировать как МЭД, так и ЭЭД при любых условиях облучения.

Л и т е р а т у р а

1. Бородин В.Е., Гаврилов А.С., Крупный Г.И., Лебедев В.Н., Тушабрамишвили К.З., Чиманков М.Н. Оперативный дозиметрический контроль на протонном синхротроне ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 74-131, Серпухов, 1974.
2. Бородин В.Е., Бугорский А.П., Гаврилов А.С., Ермоленко Л.С., Кочетков В.И., Курбаков В.И., Свиридов Ю.М. Система сбора и обработки информации с радиационных мониторов нейтринного канала ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 80-50, Серпухов, 1980.
3. Комочков М.М., Шишкин А.Л. Система дозиметрического контроля на установке Ф. (Обоснование и структура). ОИЯИ, Р16-81-108, Дубна, 1981.
4. Сидоров В.Т., Шишкин А.Л. Автоматизированная система дозиметрического контроля на установке "Ф". ОИЯИ, Р16-82-25, Дубна, 1982.
5. Баркова В.Г., В.Я. Чудаев. Угловые распределения электронно-фотонной компоненты ливня из массивной железной мишени и глубинные дозы. Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-73, Новосибирск, 1979.
6. Кеирим-Маркус И.Б. Эквидозиметрия. М., Атомиздат, 1980.
7. Радиационная защита. Рекомендации МКРЗ. Публикация 26. Пер. с англ. Под ред. А.А.Моисеева и П.В.Рамзаева. М., Атомиздат, 1978.
8. Нормы радиационной безопасности НРБ-76. М., Атомиздат, 1978.
9. Проблемы, связанные с разработкой показателя вреда от воздействия ионизирующих излучений. Рекомендации МКРЗ. Публикация 27. Пер. с англ. Под ред. А.А.Моисеева и П.В.Рамзаева. М., Энергоиздат, 1981.
10. Приходько В.П., Чудаев В.Я. Оценки радиационной опасности на ВЭП-4. Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-68, Новосибирск, 1976.
11. Приходько В.П., Чудаев В.Я. Некоторые оценки доз и защиты от излучений электронов высокой энергии. Препринт ИЯФ СО АН СССР 74-35, Новосибирск, 1974.
12. Бабурин В.Г., Баркова В.Г., Чудаев В.Я. Номограммы для оценки дозы от прямых пучков синхротронного излучения и ее ослабления в различных материалах. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-108, Новосибирск, 1982.

□

ВЛЭШ. СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТКИ МОДУЛЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.Е.Балакин, Ю.Г.Бамбуров, О.Н.Брежнев, М.Н.Захваткин, Б.В.Иванов,
С.Ю.Казаков, В.Ф.Каситский, В.Ф.Клюев, А.В.Кожемякин, Е.И.Кокин,
В.И.Кондратьев, Г.С.Крайнов, Г.И.Кузнецов, Д.Е.Куклин, А.Н.Лукин,
А.В.Новохатский, М.А.Олейников, Е.И.Похлебенин, Ю.И.Семенов,
Н.А.Соляк, Н.Г.Хавин, Г.И.Яснов, Б.И.Ястреба

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В соответствии с программой ВЛЭШ [1] в Институте ядерной физики СО АН СССР продолжаются исследования по разработке модуля линейного ускорителя с темпом ускорения 100 МэВ/м. Основными элементами модуля является мощный СВЧ-генератор и ускоряющая секция. Конструкция и технология изготовления ускоряющих секций были разработаны на основе результатов экспериментальных исследований электрической прочности одиночного резонатора и численного анализа электромагнитных полей в ускоряющих структурах [2]. Первые испытания ускоряющих секций были проведены на экспериментальном стенде, состоящем из генератора СВЧ-мощности, волноводного тракта, испытываемой секции, источника инжектируемого в секцию электронного пучка и магнитного спектрометра [3]. В качестве источника СВЧ-мощности использовался изготовленный в ИЯФ СО АН СССР мощный усилительный клистрон 5-см диапазона. При испытаниях экспериментальных секций длиной 29 см был достигнут темп ускорения 55 МэВ/м при ограничении по мощности клистрона. Одновременно проводились исследования по разработке другого типа источника СВЧ-мощности - многорезонаторного усилительного гирокона. В настоящее время достигнутый уровень мощности более чем в два раза превышает мощность клистрона. Создание такого источника СВЧ-мощности позволило приступить к испытанию ускоряющих секций стандартной длины - 1 м.

В качестве источника мощного электронного пучка в гироконе, так же, как и в клистроне, используется импульсный ускоритель ЭЛИТ-Л2, обеспечивающий электронный пучок с энергией до 1,5 МэВ и током до 400 А. Длительность импульса - 0,8 нс, частота повторения - до 10 Гц.

С целью улучшения геометрических параметров электронного пучка была проведена модернизация некоторых элементов электронно-оптической системы ЭЛИТ-Л2 [4].

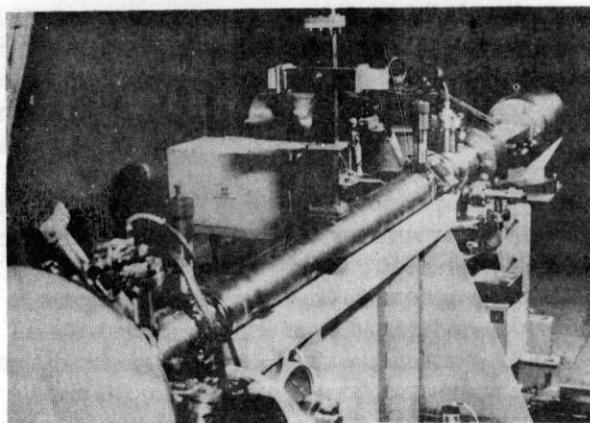
Для улучшения условий работы СВЧ-генератора на ускоряющую секцию в волноводный тракт включен разработанный в институте фазовращатель на высокий уровень мощности. Подвергся модернизации и источник инжектируемого в секцию электронного пучка, энергия которого увеличена до 500 кВ.

Ввод мощности в ускоряющую секцию осуществляется через трансформатор типа волны, который является наиболее трудоемким с точки зрения изготовления. С целью контроля и отработки технологии массового производства проведены испытания специально изготовленных коротких секций, состоящих из четырех ускоряющих резонаторов и трансформатора типа волны. Тренировка секций осуществлялась по ранее использовавшейся методике [3]. При испытаниях коротких секций был достигнут темп ускорения 75 МэВ/м. Дальнейшее увеличение темпа ускорения ограничено пробоями в трансформаторе типа волны. В результате проведенных испытаний выявлены наиболее напряженные по электрической прочности места в трансформаторе. В соответствии с этим внесены изменения в технологию изготовления.

В настоящее время изготовлено две ускоряющих секции стандартной длины. Фотография секции на испытательном стенде представлена на рис.1. При первых включениях получен ускоренный пучок с энергией 30 МэВ. Испытания продолжаются.

Литература

1. Балакин В.Е., Буджер Г.И., Скринский А.Н., Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. (Дубна, 11-13 октября 1978 г.), стр.27, Дубна, 1979.
2. Балакин В.Е., Брежнев О.Н., Новохатский А.В., Семенов Ю.И. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 11-13 октября 1978 г.), т.1, стр.140, Дубна, 1979.
3. Балакин В.Е. и др. Труды восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 19-21 октября 1983 г.), т.2, стр.410, Дубна, 1983.
4. Балакин В.Е. и др. Элементы электронно-оптической системы ускорителя ЭЛИТ-Л2. Препринт ИЯФ 84-78.



Р и с. 1. Ускоряющая секция на испытательном стенде.

□