

УЧРЕЖДЕНИЕ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН  
(ИЯФ СО РАН)

М.Н. Ачасов, Д.Е. Беркаев, Н.Ю. Мучной,  
Е.Э. Пята

ПРОЕКТ СИСТЕМЫ  
КАЛИБРОВКИ ЭНЕРГИИ ВЭПП-2000  
НА ОСНОВЕ МЕТОДА ОБРАТНОГО  
КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ

ИЯФ 2009-10

НОВОСИБИРСК  
2009



**Проект системы калибровки энергии ВЭПП-2000  
на основе метода обратного комптоновского рассеяния**

*М.Н. Ачасов, Д.Е. Беркаев, Н.Ю. Мучной, Е.Э. Пята*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера  
630090, Новосибирск, Россия

**Аннотация**

В проекте предложена система калибровки энергии коллайдера ВЭПП-2000 на основе метода обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на  $e^\pm$  пучке коллайдера. В результате рассеяния образуется пучок энергичных фотонов. Измерение положения края энергетического спектра рассеянных фотонов с помощью детектора высокого разрешения из чистого германия позволяет определить энергию пучка с относительной точностью не хуже  $10^{-4}$  во всём энергетическом диапазоне коллайдера.

**Proposal of the beam energy calibration system  
for the VEPP-2000 collider  
based on Compton backscattering method**

*M.N. Achasov, D.E. Berkaev, N.Yu. Muchnoi, E.E. Pyata*

Budker Institute for Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, Russia

This document contains a proposal of the VEPP-2000 energy calibration system. The system is based on Compton backscattering of laser radiation on the  $e^\pm$  beam of collider. The scattering produce a beam of high energy photons. The measurement of the scattered photons energy spectrum edge position using the high purity Ge detector with extremely high energy resolution provides determination of the beam energy with relative accuracy about  $10^{-4}$  in the full energy range of VEPP-2000.



---

# 1 Введение

В 2001 г. в ИЯФ СО РАН началась модернизация  $e^+e^-$  коллайдера ВЭПП-2М [1] в ВЭПП-2000 [2], которая заключается в расширении области энергии в системе центра масс  $e^+e^-$  пучков до 2 ГэВ и повышении светимости до  $10^{32} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Полный диапазон энергии ускорителя составляет 0,4 – 2,0 ГэВ. Увеличение светимости коллайдера производится за счёт применения концепции круглых пучков [3].

Для экспериментов на ВЭПП-2000 заканчивается подготовка 2-х детекторов: модернизированного сферического нейтрального детектора (СНД) и криогенного магнитного детектора (КМД-3) [4]. В экспериментах на ВЭПП-2000 будут проводиться экспериментальная проверка метода круглых встречных пучков и изучение  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны при низких энергиях. В настоящее время сооружение коллайдера и модернизация детекторов практически завершены. В 2009 г. планируется начало первого, пробного эксперимента на ВЭПП-2000 с детектором СНД. В будущих экспериментах измерение энергии пучков ВЭПП-2000 с высокой точностью понадобится для решения следующих задач:

- Измерения масс и ширин  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$  резонансов, масс  $K^\pm$ ,  $K_{S,L}$ ,  $K^*$ ,  $\eta$ ;
- Определения с высокой точностью фаз  $\rho - \omega$ ,  $\rho - \phi$  и  $\omega - \phi$  интерференции в различных конечных состояниях;
- Измерение лептонной ширины  $\eta'$ ;
- Измерение сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Например, для измерения сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  с точностью лучше 1% необходимо определять энергию пучка с относительной погрешностью  $\sim 10^{-4}$ .

Возможны следующие методы измерения энергии ВЭПП-2000:

1. Определение энергии пучка по частоте обращения и величине поля в поворотных магнитах коллайдера;
2. Метод резонансной деполяризации;
3. Определение энергии путём измерения импульсов частиц в коллинеарных событиях;

4. Определение энергии по положению пиков узких резонансов;
5. Измерение энергии методом обратного комптоновского рассеяния лазерного света на пучке коллайдера.

Наиболее точным, относительная погрешность  $\sim 10^{-6}$ , является метод резонансной деполяризации [5]. Для применения метода необходим поляризованный пучок, что возможно не при всех режимах работы ВЭПП-2000. Результат измерения энергии во время деполяризации необходимо экстраполировать на последующий период. При этом необходимо учитывать изменение состояния накопителя, например, температуры и т.п. Точность экстраполяции может заметно отличаться от точности измерения энергии в момент деполяризации.

Определение энергии пучков путём измерения импульса частиц в коллинеарных событиях может быть проведено детектором КМД-3. Здесь наибольшей точности можно достичь при измерении импульсов каонов в  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  событиях в области рождения  $\phi(1020)$  резонанса. Ожидаемая относительная погрешность определения энергии составляет  $\sim 5 \times 10^{-5}$  [6]

В области энергии ВЭПП-2000 для калибровки можно использовать пики двух относительно узких резонансов –  $\phi$  и  $\omega$ . Относительные точности с которыми известны их массы  $\sim 10^{-4}$  и  $10^{-5}$  соответственно. Этот метод применим в узкой области рождения резонансов и позволяет отследить общий сдвиг энергетической шкалы коллайдера, но не относительные сдвиги между энергетическими точками.

Основным методом определения энергии на ВЭПП-2000 является расчёт по полю в поворотных магнитах и частоте обращения пучка. Поле измеряется по эффекту ЯМР. Относительная погрешность определения энергии оценивается как  $\sim 10^{-4}$ .

Для повышения надёжности определения энергии ВЭПП-2000 предлагается дополнительно измерять энергию методом обратного комптоновского рассеяния лазерного луча на пучке коллайдера. Эта методика развивалась в ряде работ [7, 8, 9, 10]. В частности на накопителях BESSY-I и BESSY-II были достигнуты относительные точности измерения энергии  $\sim 10^{-4}$  и  $3 \times 10^{-5}$  для энергии пучков 800 и 1700 МэВ [9]. В эксперименте на встречных пучках метод был применён на ВЭПП-4М [10]. Здесь для энергии пучка 1500 – 1900 МэВ была достигнута точность  $\sim 3 \times 10^{-5}$ , а для энергии 950 – 1500 МэВ точность составила  $\sim 10^{-4}$ . Полученный на ВЭПП-4М опыт использования метода обратного комптоновского рассеяния позволил предложить такую систему для измерения энергии на  $s - \tau$  фабрике ВЕРС-II [11] и начать её создание. Подобная система может быть создана и на ВЭПП-2000.

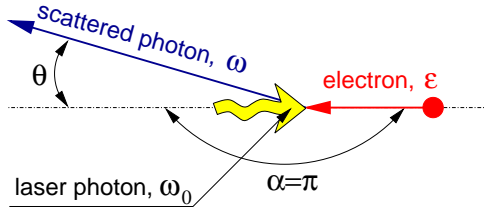


Рис. 1. Комптоновское рассеяние.  $\varepsilon$ ,  $\omega_0$  и  $\omega$  – энергии частиц.

Рассмотрим процесс комптоновского рассеяния в случае, когда угол между начальными частицами равен  $\pi$ , а их энергии соотносятся как  $\omega_0 \ll m_e \ll \varepsilon$  (Рис.1). Фотоны рассеянные назад обладают наибольшей энергией (Рис.2), а в энергетическом спектре рассеянных фотонов на этой энергии имеется резкий обрыв (Рис.3). Основная идея метода обратного комптоновского рассеяния заключается в следующем:

- Наибольшая энергия рассеянного фотона кинематически связана с энергией электрона  $\varepsilon$ :

$$\omega_{max} = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon + m_e^2/4\omega_0},$$

где  $\omega_0$  – энергия фотонов излучённых лазером. Если измерить  $\omega_{max}$ , то можно определить энергию электрона:

$$\varepsilon = \frac{\omega_{max}}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{m_e^2}{\omega_0 \omega_{max}}} \right].$$

- Высокое разрешение ( $\sim 1$  кэВ при энергии фотона  $\sim 1$  МэВ) современных детекторов на основе высокочистого германия (HPGe – High Purity Germanium) позволяет определять энергию рассеянных фотонов  $\omega_{max} = 0,1 - 3$  МэВ со статистической точностью  $\delta\varepsilon/\varepsilon \simeq 10^{-4} - 10^{-5}$ .
- Систематическая погрешность измерения энергии рассеянного фотона определяется в основном точностью абсолютной калибровки шкалы HPGe детектора. Калибровка в области энергии фотонов до 3 МэВ может быть проведена с помощью радиоактивных источников  $\gamma$ -излучения [12].

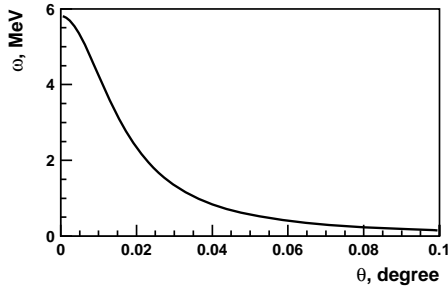


Рис. 2. Зависимость энергии рассеянного фотона  $\omega$  от угла  $\theta$  между начальным электроном и рассеянным фотоном в процессе комптоновского рассеяния.

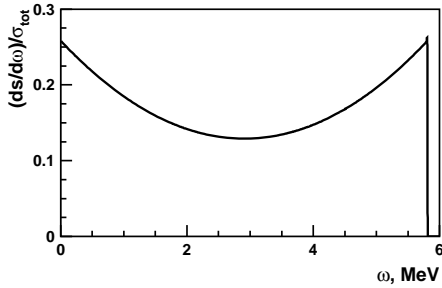


Рис. 3. Энергетический спектр рассеянных фотонов.

В целом процедура измерения энергии выглядит следующим образом. Лазерное излучение с энергией  $\gamma$ -квантов  $\omega_0$  взаимодействуют с пучком электронов (позитронов), а рассеянные назад в результате столкновения фотоны регистрируются германиевым детектором. Максимальная энергия рассеянных фотонов определяется из подгонки обрывистого края спектра.

Система измерения на основе обратного комптоновского рассеяния позволит проводить калибровку энергии пучков во всём диапазоне энергии ВЭПП-2000 непосредственно во время набора экспериментальных данных, обеспечит постоянный контроль режима работы накопителя.



## 2 Комптоновское рассеяние

Кинематика рассеяния фотона на электроне определяется уравнением:

$$p + k_0 = p' + k, \quad (1)$$

где  $p = [\varepsilon, \vec{p}]$ ,  $k_0 = [\omega_0, \vec{k}_0]$  – четырех-импульсы начальных, а  $p' = [\varepsilon', \vec{p}']$   $k = [\omega, \vec{k}]$  – конечных электрона и фотона соответственно. После преобразования уравнения (1):

$$(p + k_0 - k)^2 = p'^2, \quad pk_0 - pk - k_0k = 0, \quad (2)$$

можно получить выражение:

$$\varepsilon\omega_0 - |\vec{p}'|\omega_0 \cos \alpha - \varepsilon\omega + |\vec{p}'|\omega \cos \theta - \omega\omega_0(1 - \cos \Theta) = 0, \quad (3)$$

где

$\alpha$  – угол между импульсами начальных электрона и фотона,

$\theta$  – угол между импульсами начального электрона и конечного фотона,

$\Theta$  – угол между импульсами начального и конечного фотонов.

Из уравнения (3) энергия рассеянного фотона может быть выражена следующим образом:

$$\omega = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta \cos \theta + \frac{\omega_0}{\varepsilon}(1 - \cos \Theta)}, \quad (4)$$

где  $\beta$  – скорость электрона в единицах скорости света  $c$ .

В случае, когда угол между импульсами начального электрона и конечного фотона равен нулю ( $\theta = 0$  и  $\Theta = \alpha$ ), энергия рассеянного фотона принимает наибольшее значение:

$$\omega_{max} = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta + \frac{\omega_0}{\varepsilon}(1 - \cos \alpha)}. \quad (5)$$

В случае рассеяния фотона малой энергии на релятивистском электроне ( $\varepsilon \gg m \gg \omega_0$ ) имеем:

$$\omega_{max} \simeq \frac{\varepsilon^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \frac{m_e^2}{4} \cos \alpha}{\varepsilon \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \frac{m_e^2}{4\omega_0}}. \quad (6)$$

Если  $\alpha = \pi$  (лобовое столкновение), то

$$\omega_{max} \simeq \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon + \frac{m_e^2}{4\omega_0 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} = \varepsilon \frac{\lambda}{1 + \lambda}, \quad (7)$$

где  $\lambda = \frac{4\omega_0\varepsilon}{m_e^2} \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ .

Полное сечение комптоновского рассеяния на неполяризованном электро-не равно:

$$\sigma_c = \frac{2\sigma_o}{\lambda} \left\{ \left[ 1 - \frac{4}{\lambda} - \frac{8}{\lambda^2} \right] \ln(1 + \lambda) + \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{(1 + \lambda)^2} \right] + \frac{8}{\lambda} \right\}, \quad (8)$$

где  $\sigma_o = \pi \cdot r_e^2$ ,  $r_e$  – классический радиус электрона. Если  $\lambda \ll 1$ , то сечение записывается как

$$\sigma_c = \frac{8}{3} \pi r_e^2 (1 - \lambda). \quad (9)$$

Энергетический спектр рассеянных фотонов записывается следующим образом:

$$\frac{d\sigma_c}{dy} = \frac{2\sigma_o}{\lambda} \left\{ \frac{1}{1 - y} + 1 - y - \frac{4y}{\lambda(1 - y)} + \frac{4y^2}{\lambda^2(1 - y)^2} \right\}, \quad (10)$$

где  $y = \omega/\varepsilon$ .

Соотношение между энергией рассеянного фотона  $\omega$  и углом рассеяния  $\theta$ , в случае  $\alpha \simeq \pi$ , можно записать из выражения (4):

$$\omega(\theta) = \omega_0 \frac{1 + \beta}{1 + \frac{\omega_0}{\varepsilon} + \cos \theta \left( \frac{\omega_0}{\varepsilon} - \beta \right)} \simeq \frac{\omega_{max}}{1 + \left( \frac{\theta}{\theta_c} \right)^2}, \quad (11)$$

где

$$\theta_c = \frac{m}{\varepsilon} \sqrt{1 + \lambda}. \quad (12)$$

### 3 Выбор лазера

Основные требования, предъявляемые к лазеру – источнику начальных фотонов для системы калибровки энергии ВЭПП-2000 следующие:

- Единственная линия излучения;
- Высокая стабильность энергии и мощности излучения;
- Энергия рассеянных фотонов должна составлять  $0,1 \div 3$  МэВ. На этих энергиях можно провести калибровку HPGe детектора с помощью доступных радиоактивных источников  $\gamma$ -излучения.

На Рис.4 показаны зависимости максимальной энергии рассеянных фотонов от энергии пучка ВЭПП-2000 в случаях, когда начальные фотоны имеют длины волн:

- $\lambda = 1,064$  мкм (твердотельный лазер),
- $\lambda = 10,6$  мкм ( $CO_2$  лазер) и
- $\lambda = 5,3$  мкм ( $CO_2$  лазер с удвоенной частотой или  $CO$  лазер).

На Рис.4 сплошными линиями показаны некоторые энергии  $\gamma$ -квантов излучаемых радиоактивными источниками  $Co_{27}^{60}$ ,  $Cs_{55}^{137}$ ,  $Ba_{56}^{133}$ ,  $Th_{90}^{228}$ . Пунктирная линия показывает энергию 0.51 МэВ, связанную с аннигиляцией позитронов и электронов.

Твердотельный лазер подходит для калибровки энергии коллайдера в области энергии пучка до 400 МэВ.  $CO_2$  лазер пригоден для калибровки энергии ВЭПП-2000 в области энергии пучка от 250 до 1000 МэВ. Лазер с длиной волны  $\lambda \simeq 5,3$  мкм может быть применён во всём диапазоне энергии ВЭПП-2000, поэтому этот вариант представляется оптимальным. Дальнейшие расчёты проводились для такого источника начальных фотонов.

### 4 Детектор из высокочистого германия

Детектор из высокочистого германия – HPGe представляет собой одиночный коаксиальный кристалл германия, который работает как диод при подаче высокого обратного напряжения. Детектор работает при криогенных температурах ( $\simeq 85$  К), чтобы уменьшить ток утечки до приемлемых значений и обеспечить высокое энергетическое разрешение. При поглощении фотона пары электрон-дырка разводятся к противоположным контактам электрическим полем. Средняя энергия необходимая для

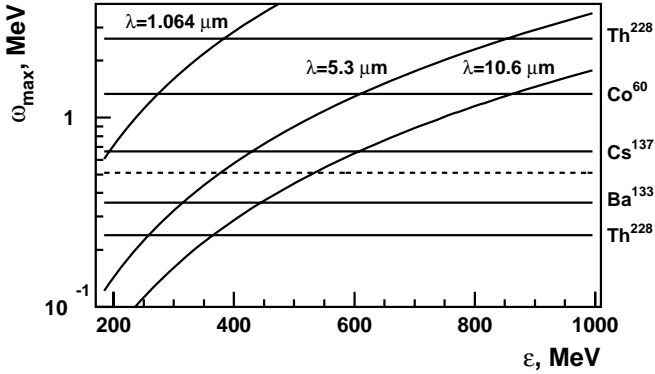


Рис. 4. Зависимость максимальной энергии рассеянного фотона  $\omega_{max}$  от энергии пучка  $\epsilon$  ВЭПП-2000 для случаев разных длин волн излучения лазера. Сплошные линии – некоторые энергии  $\gamma$ -квантов излучаемые радиоактивными источниками. Пунктирная линия показывает энергию фотонов – 0,51 МэВ появляющихся в ходе  $e^+e^-$  аннигиляции.

образования пары мала и составляет около 3 эВ. Вследствие этого детектор обладает высоким энергетическим разрешением. Получающийся токовый импульс интегрируется зарядочувствительным предусилителем, который создаёт выходной импульс напряжения с амплитудой пропорциональной энергии поглощённого кванта. Как правило, детектор, предусилитель и высоковольтный фильтр объединены в компактную гибридную схему. Выходной импульс передаётся на спектрометрическую станцию, где происходит его формировка и оцифровка. Как правило в станции набирается спектр, который читается ЭВМ через USB порт.

Типичный коаксиальный HPGe детектор диаметром 50 мм и высотой 50 мм имеет полную эффективность поглощения 5 % для фотонов с энергией менее 6 МэВ. Относительное энергетическое разрешение такого детектора составляет около  $10^{-3}$ . С помощью радиоактивных источников  $\gamma$ -квантов детектор может быть откалиброван так, что будет извлекать абсолютную энергию комптоновских фотонов с относительной точностью около  $10^{-5}$ .

## 5 Расчёт фотон-электронной светимости

Фотон-электронная светимость  $L_{e\gamma}$  определяет число рассеянных фотонов на электронном пучке:

$$N_\gamma = L_{e\gamma} \cdot \sigma_c(\omega_0, \varepsilon), \quad (13)$$

где  $\sigma_c(\omega_0, \varepsilon)$  – полное сечение комптоновского рассеяния. Светимость  $L_{e\gamma}$  зависит от интенсивностей электронного и лазерного пучков и их эффективного сечения.

Распространение лазерного света можно рассмотреть в рамках оптики Гауссова пучка. Поперечное сечение интенсивности Гауссова пучка мощностью  $P$  может быть описано функцией [13]:

$$I(r, s) = \frac{P}{\pi w(s)^2/2} \exp\left\{-2\frac{r^2}{w(s)^2}\right\}, \quad (14)$$

где радиусом пучка  $w(s)$  считается расстояние от его оси на котором интенсивность падает в  $e^2$  раз. В свободном пространстве радиус пучка изменяется вдоль направления распространения как:

$$w(s) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s}{\pi w_0^2}\right)^2}, \quad (15)$$

где  $w_0 = w(s = 0)$  – радиус пучка в точке перетяжки. Радиус кривизны  $R$  волнового фронта меняется как

$$R(s) = s \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda s}\right)^2\right]. \quad (16)$$

Состояние Гауссова пучка в данной точке  $s$  может быть определено с помощью комплексного параметра  $q$ :

$$\frac{1}{q(s)} = \frac{1}{R(s)} + \frac{i\lambda}{\pi w(s)^2}. \quad (17)$$

Прохождение Гауссова пучка через оптические элементы описывается преобразованием  $q$  с помощью  $ABCD$  матрицы оптической системы.

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D}. \quad (18)$$

Поперечная плотность фотонов в лазерном луче записывается следующим образом:

$$\rho_{ph}(x, y, s) = \frac{n_{ph}}{2\pi\sigma(s)^2} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma(s)^2} - \frac{y^2}{2\sigma(s)^2}\right\}, \quad (19)$$

где  $\sigma(s) \equiv \frac{1}{2}w(s)$ ,  $n_{ph}$  – продольная плотность фотонов. Для лазера, работающего в непрерывном режиме:

$$n_{ph} = \frac{dN_{ph}}{ds} = \frac{P}{\omega_0 c e} \equiv \frac{P\lambda}{hc^2}, \quad (20)$$

где  $P$  – мощность лазера,  $\omega_0$  – энергия лазерного фотона,  $\lambda$  – длина волны излучения лазера.

Как правило, для лазера известны размер выходящего луча и расхождение:

- $S_o$  – размер луча на  $1/e^2$  диаметра на выходе;
- $D_o$  – расхождение луча на  $1/e^2$  диаметра в удалённом поле.

Расхождение Гауссового луча в удалённом поле – первая производная выражения (15) по  $s$  при  $s \rightarrow \infty$ :

$$\frac{1}{2}D_o = \frac{\lambda}{\pi w_0}, \quad (21)$$

тогда размер  $w_0$  перетяжки внутри резонатора лазера:

$$w_0 = \frac{2\lambda}{\pi D_o}. \quad (22)$$

Применяя выражение (15) можно вычислить расстояние  $s_0$  между выходом луча и положением перетяжки внутри резонатора:

$$s_0 = \frac{1}{D_o^2} \sqrt{S_o^2 D_o^2 - (4\lambda/\pi)^2}, \quad \left(\frac{1}{2}S_o = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s_0}{\pi w_0^2}\right)^2}\right). \quad (23)$$

Теперь, когда определены значения  $s_0$ ,  $w_0$  и  $\lambda$ , можно задать начальное значение комплексного параметра  $q$  и провести его через оптическую систему.

Для вычисления  $L_{e\gamma}$  необходимо знать следующие параметры пучка электронов:

- $N_e$  – число частиц в пучке
- $\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s)}$  – горизонтальный бетатронный размер;
- $\sigma_z(s) = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)}$  – вертикальный бетатронный размер;
- $\sigma_e$  – продольный размер пучка;
- $\sigma_\varepsilon$  – разброс энергии в пучке;
- $\varepsilon, \varepsilon_0$  – энергия и средняя энергия частиц;
- $(\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0 \cdot \psi(s)$  – сдвиг по  $x$  за счёт дисперсионной функции  $\psi$ .

Распределение пучка электронов записывается как

$$\rho_e(x, z, \varepsilon, s) = \frac{N_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_z \sigma_\varepsilon} \times \exp \left\{ -\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{2\sigma_\varepsilon^2} - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2} - \frac{(x - x_0 - \psi \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0})^2}{2\sigma_x^2} \right\}. \quad (24)$$

Здесь  $x_0$  и  $z_0$  зависят от  $s$  и показывают возможный сдвиг между осями пучков электронов и фотонов. Сдвиг может появиться за счёт неточной выставки пучков или не нулевого угла столкновения.

Столкновение пучков происходит в ограниченной области с длиной  $\mathcal{L}$ . Заметим, что пучок электронов существенно короче, чем пучок фотонов. Светимость есть:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds d\varepsilon} = \int \int 2 \cdot \rho_{ph}(x, z, s) \rho_e(x, z, s) dx dz \quad (25)$$

Здесь 2 – Мёллеровский множитель [14]. После интегрирования получим:

$$\begin{aligned} \frac{dL_{e\gamma}}{ds d\varepsilon} &= \frac{2n_{ph} N_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_\varepsilon \sqrt{(\sigma^2 + \sigma_x^2)(\sigma^2 + \sigma_z^2)}} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{z_0^2}{2(\sigma^2 + \sigma_z^2)} \right\} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{2\sigma_\varepsilon^2} - \frac{(x_0 + \psi \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0})^2}{2(\sigma^2 + \sigma_x^2)} \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

Если  $x_0 \neq 0$  и  $\psi \neq 0$ , то средняя энергия  $\overline{\varepsilon}_L$  электронов, взаимодействующих с фотонами, отличается от средней энергии всего пучка электронов:

$$\Delta\varepsilon = (\overline{\varepsilon}_L - \varepsilon_0) = -\frac{x_0 \sigma_\psi \sigma_\varepsilon}{\sigma^2 + \sigma_x^2 + \sigma_\psi^2}, \quad (27)$$

где  $\sigma_\psi = \psi \cdot (\sigma_\varepsilon / \varepsilon_0)$  – часть поперечного горизонтального размера пучка, который начинается из ненулевой дисперсионной функции  $\psi$ . Энергетический разброс взаимодействующих электронов отличается от энергетического разброса пучка, когда  $\psi \neq 0$ :

$$\sigma'_\varepsilon = \sigma_\varepsilon \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\sigma_\psi^2}{\sigma^2 + \sigma_x^2}}}. \quad (28)$$

После интегрирования по  $\varepsilon$  получаем:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = \frac{n_{ph} N_e}{\pi \sqrt{(\sigma^2 + \sigma_x^2 + \sigma_\psi^2)(\sigma^2 + \sigma_z^2)}} \times \\ \times \exp\left\{-\frac{z_0^2}{2(\sigma^2 + \sigma_z^2)}\right\} \times \exp\left\{-\frac{x_0^2}{2(\sigma^2 + \sigma_x^2 + \sigma_\psi^2)}\right\}. \quad (29)$$

Интегрирование выражения (29) по  $s$  (пределы интегрирования ограничиваются  $\mathcal{L}$ ) может быть выполнен численно.

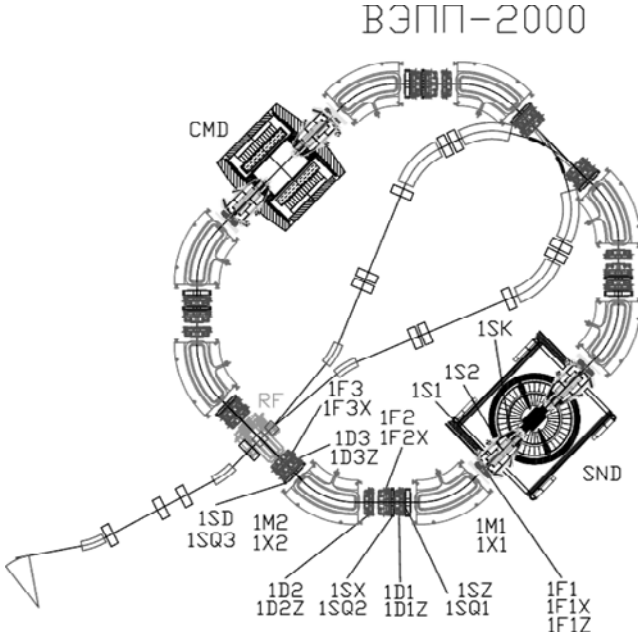


Рис. 5. Общая схема коллайдера ВЭПП-2000.



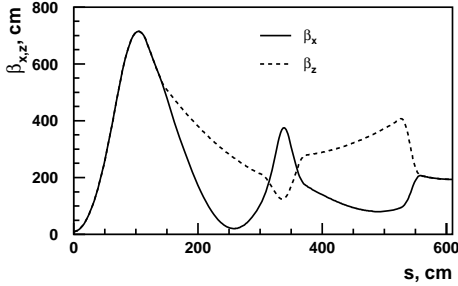


Рис. 6.  $\beta_x$  и  $\beta_z$  четверти периода структуры ВЭПП-2000.  $s = 0$  соответствует месту встречи.

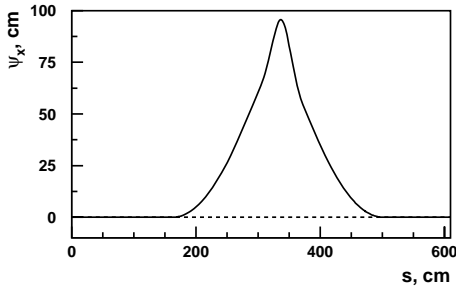


Рис. 7.  $\psi_x$  четверти периода структуры ВЭПП-2000.  $s = 0$  соответствует месту встречи.

## 6 Область фотон-электронного взаимодействия

Оптика ВЭПП-2000 (Рис. 5) основана на концепции круглых пучков [3], в которой, в частности, должны выполняются следующие условия:

- равные значения  $\beta$ -функций пучков в месте встречи  $\beta_x = \beta_z$ ,
- равные горизонтальные эммитансы  $\epsilon_x = \epsilon_z = \epsilon$ .

Требования концепции обеспечиваются использованием сверхпроводящих соленоидов в местах встречи пучков. Соленоиды создают равные  $\beta$  функции в местах встречи и обеспечивают равные эммитансы. Оптические функции структуры ВЭПП-2000 показаны на Рис. 6 и 7. Оптика ВЭПП-2000 обладает нулевой дисперсией в местах встречи, резонаторе

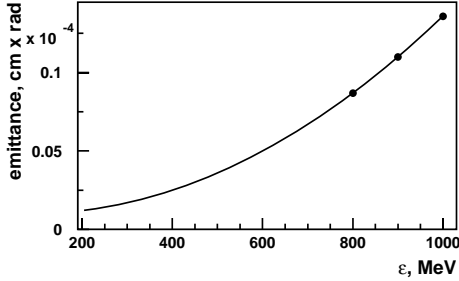


Рис. 8. Зависимость от энергии эмиттанса ВЭПП-2000. Точки - расчётное значение, линия – аппроксимация расчётных значений многочленом второго порядка.

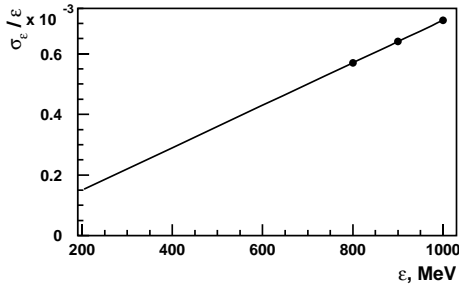


Рис. 9. Зависимость относительного энергетического разброса в пучке ВЭПП-2000 от энергии. Точки - расчётное значение, линия – аппроксимация расчётных значений прямой.

и промежутке инжекции. Это достигнуто применением ахроматической оптики. Каждый из четырёх ахроматоров состоит из двух  $45^\circ$  дипольных магнитов и триплета квадрупольных линз между ними. Эмиттанс и разброс энергии в пучке в зависимости от энергии пучка показаны на Рис. 8 и 9.

В качестве области фотон-электронного взаимодействия наилучшим образом подходит один из прямолинейных промежутков с нулевой дисперсией. Из этих промежутков места встречи являются менее удобными, так как из них в HPGe детектор будет попадать фон от  $e^+e^-$  взаимодействия, поэтому в качестве области взаимодействия будем рассматривать промежуток резонатора или место инжекции.

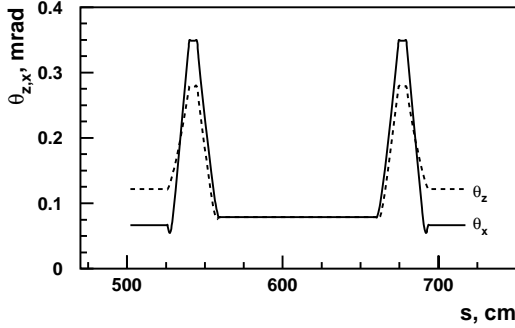


Рис. 10. Угловой разброс пучка в прямолинейном промежутке инжекции или резонатора.  $s = 0$  соответствует месту встречи.

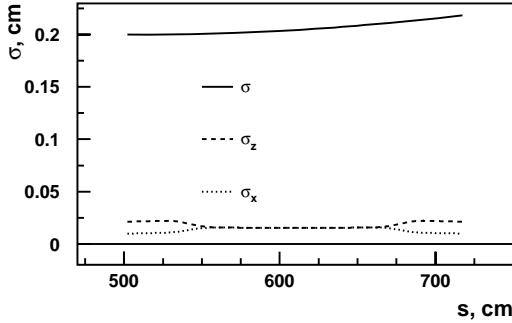


Рис. 11. Размеры пучков лазера  $\sigma$  и коллайдера  $\sigma_{z,x}$  в прямолинейном промежутке инжекции или резонатора.  $s = 0$  соответствует месту встречи.

Угловой разброс

$$\theta_{x,z} = \sqrt{\epsilon\beta_{x,z}(1 + \alpha_{x,z}^2)}, \quad (\alpha_{x,z} = \beta'_{x,z})$$

в этих прямолинейных промежутках показан на Рис. 10. При характерном расстоянии до НРGe детектора  $\approx 4$  м и размере кристалла  $5 \times 5$  см угловой разброс не будет влиять на эффективность регистрации рассеянных фотонов.

На Рис. 11 показаны размеры пучков лазера  $\sigma$  и коллайдера  $\sigma_{x,z}$  в области электрон-фотонного взаимодействия:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \left[ \frac{\lambda(s - s_0)}{2\pi\sigma_0} \right]^2},$$

$$\sigma_x = \sqrt{\left( \frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon} \psi_x \right)^2 + \epsilon\beta_x},$$

$$\sigma_z = \sqrt{\epsilon\beta_z}.$$

Здесь  $\sigma_0 = 0,2$  см – размер перетяжки лазерного луча,  $s_0$  – координата перетяжки лазерного луча, совпадающая с началом области электрон-фотонного взаимодействия. Светимость на единицу длины области взаимодействия равна:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = \frac{n_\gamma N_e}{\pi \sqrt{(\sigma^2 + \sigma_x^2)(\sigma^2 + \sigma_z^2)}},$$

где

$$n_\gamma = \frac{P}{\omega_0 e c}, \quad N_e = \frac{I_e}{e}.$$

Тогда число рассеянных фотонов составит:

$$\frac{dN_\gamma}{ds} = \frac{dL_{e\gamma}}{ds} \cdot \sigma_c.$$

Полное число рассеянных фотонов, полученное после интегрирования по длине области взаимодействия, за 1 секунду при  $I_e = 1$  мА,  $W = 1$  Вт в зависимости от энергии пучка показано на Рис. 12.

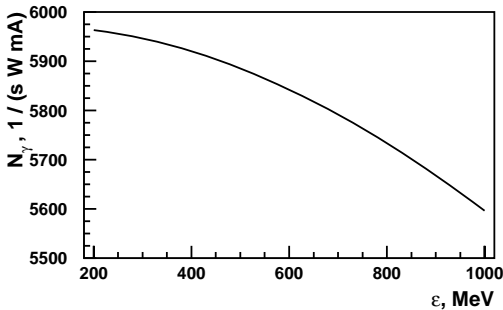


Рис. 12. Полное число рассеянных фотонов за 1 секунду при мощности лазерного излучения 1 Вт и токе коллайдера 1 мА в зависимости от энергии ВЭПП-2000.

## 7 Измерение энергии пучка

Энергия начального электрона  $\varepsilon$  выражается через положение края спектра рассеянных фотонов  $\omega_{max}$  следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{\omega_{max}}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{m^2}{\omega_0 \omega_{max} \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \right) \quad (30)$$

или, учитывая, что  $\omega_0 \ll m_e$ ,  $\omega_{max}$

$$\varepsilon \simeq \frac{m}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \sqrt{\frac{\omega_{max}}{\omega_0}} \quad (31)$$

Энергетический спектр рассеянных фотонов регистрируется HPGe детектором и значение  $\omega_{max}$  определяется из подгонки края спектра функцией с пороговым поведением. Край спектра размыт в силу следующих причин:

1. разброса энергии в пучке коллайдера  $\sigma_\varepsilon/\varepsilon \simeq (2 \div 6) \times 10^{-4}$  (Рис. 9);
2. энергетического разрешения HPGe детектора  $\delta r/r \approx 10^{-3}$ ;
3. ширины линии излучения лазера  $\delta\omega_0/\omega_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$  и нестабильности линии  $\Delta\omega_0/\omega_0 \leq 10^{-7}$ ;
4. отклонения угла  $\alpha$  между начальными электронами и фотонами от  $\pi$  за счёт углового разброса в пучках начальных частиц, который составляет менее  $10^{-3}$  рад.

Двумя последними вкладками в разброс  $\omega_{max}$  можно пренебречь, тогда

$$\sigma_\omega \equiv \frac{\delta\omega_{max}}{\omega_{max}} \simeq 2 \frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon} \oplus \frac{\delta r}{r}. \quad (32)$$

Относительная точность измерения энергии пучка  $\varepsilon$ :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}}, \quad (33)$$

где  $\Delta\omega_{max}$  – точность измерения энергии  $\omega_{max}$ , которая зависит от ширины  $\sigma_\omega$  края спектра, числа событий, точности калибровки HPGe детектора. Статистическая точность определения  $\sigma_\omega$  оценивается следующим образом:

$$\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} = \frac{\sigma_\omega}{\sqrt{N_\gamma \cdot \epsilon}}, \quad (34)$$

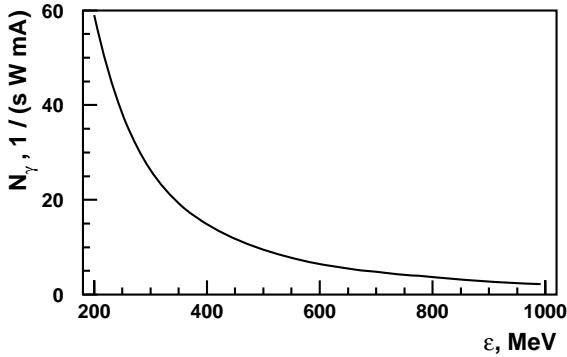


Рис. 13. Полное число рассеянных фотонов в области энергии от  $\omega_{max} - 1$  кэВ до  $\omega_{max}$  за 1 секунду при мощности лазерного излучения 1 Вт и токе коллайдера 1 мА в зависимости от энергии ВЭПП-2000.

где  $\epsilon = 0.05$  – эффективность регистрации рассеянных фотонов HPGe детектором,  $N_\gamma$  – число фотонов в крае спектра. Величина  $N_\gamma$  оценивается как

$$N_\gamma = L_{e\gamma} \times \int_{\omega_{max} - \Delta}^{\omega_{max}} \frac{d\sigma_c}{d\omega},$$

где  $\Delta = 1$  кэВ. При  $\sigma_\omega = 1,6 \times 10^{-3}$  и  $N_\gamma = 5000$  достигается статистическая точность  $\Delta\omega_{max}/\omega_{max} = 10^{-4}$ . Зависимость числа  $N_\gamma/(1 \text{ сек} \times 1 \text{ Вт} \times 1 \text{ мА})$  от энергии пучка приведена на Рис. 13. Видно, что такая статистика набирается менее, чем за час при мощности излучения лазера 1 Вт и токе ВЭПП-2000 1 мА во всей области энергии коллайдера. В эксперименте время проведения одной калибровки будет определяться загрузочной способностью детектора и, скорее всего, составит 10 – 15 минут.

## 8 Система калибровки энергии ВЭПП-2000

В качестве области электрон-фотонного взаимодействия наиболее удобным является промежуток резонатора потому, что между резонатором и детектором СНД возможно разместить оборудование системы калибровки энергии таким образом, чтобы оно не мешало проходу к детекторам и кольцу ВЭПП-2000. Фотоны будут сталкиваться с пучком летящим против часовой стрелки.

Для осуществления электрон-фотонных столкновений необходимо изготовить новую вакуумную камеру, которая располагается в дипольном магните перед резонатором (Рис. 14). В новой вакуумной камере должен иметься патрубок сечением  $2 \times 3$  см для ввода лазерного луча и вывода рассеянных фотонов. Для вывода патрубка из дипольного магнита в его железном ярме необходимо сделать отверстие соответствующего размера. К концу патрубка выходящему из магнита приваривается фланец  $DN40$ . К фланцу присоединяется устройство ввода лазерного излучения в вакуумную камеру коллайдера.

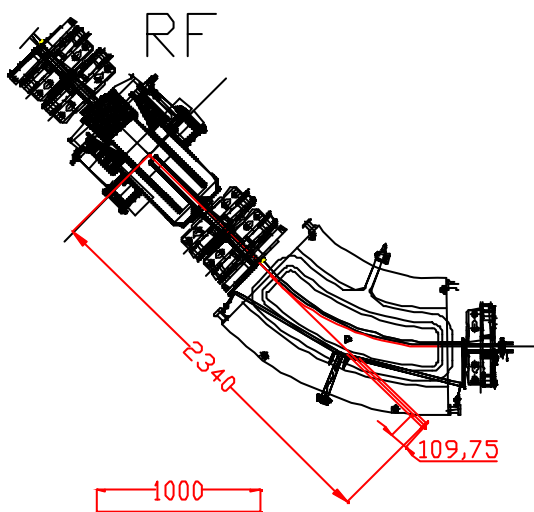


Рис. 14. Прямолинейный промежуток резонатора и прилегающий дипольный магнит.

## 8.1 Устройство ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера.

Устройство ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера подобно тому, которое разработано для системы калибровки пучка ВЕРС-II. Упрощенная схема устройства показана на Рис. 15.

Устройство состоит из двух вакуумных камер, соединённых между собой. Одна камера присоединяется к фланцу вакуумной камеры ВЭПП-2000 и имеет техническое назначение. Другая имеет входное окно из  $GaAs$ , через которое лазерный луч попадает внутрь камеры и там отражается от зеркала на угол  $90^\circ$  навстречу пучку. Зеркало вращается так, чтобы его можно было выставить под нужным углом к лазерному лучу.

Давление в вакуумных камерах должно быть не хуже  $5 \times 10^{-10}$  Торр. Для получения такого давления необходимо прогреть камеры до температуры  $250^\circ C$ . Технология изготовления окна из  $GaAs$  позволяет нагреть его до нужной температуры, такое окно будет пропускать лазерное излучение, а также инфра-красную часть синхротронного излучения пучка коллайдера, которое необходимо для мониторингирования положения пучка.

Схема вакуумной системы показана на Рис. 16. Стенки вакуумных камер изготавливаются из нержавеющей стали. Устройство ввода отсекается от вакуумной камеры ВЭПП-2000 с помощью шибера, который может быть открыт после получения необходимого давления в вакуумных камерах устройства. К первой вакуумной камере присоединяется форвакуумный насос для первичной откачки. Окончательная откачка осуществляется магнитоэридным насосом, расположенным под второй камерой. При скорости откачки  $S = 150$  л/сек и удельном газоотделении стенок  $q_0 = 10^{-12}$  Торр·сек $^{-1}$ ·см $^{-2}$  может быть получено давление  $p_0 < 3 \times 10^{-10}$  Торр.

Схема узла “зеркало” устройства ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера показана на Рис. 17. Само зеркало имеет форму диска диаметра не менее 3 см и толщины около 5 мм. Повороты зеркала осуществляются за счёт сжатия сальфана. Рассеянные фотоны проходят сквозь зеркало. Устройство зеркала и его поддержек таково, что все рассеянные фотоны проходят одинаковую толщину пассивного вещества.

Кроме  $\gamma$ -квантов на зеркало падает поток СИ, которое частично отражается в  $GaAs$  окно, но большей частью поглощается зеркалом. Мощ-



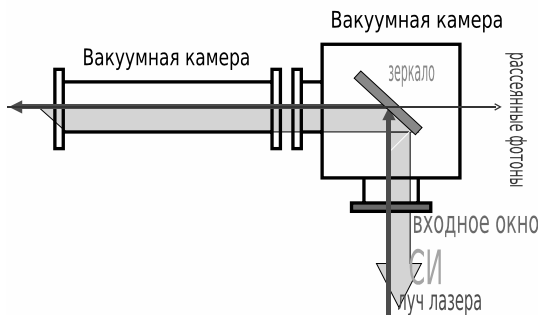


Рис. 15. Упрощенная схема устройства ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера.

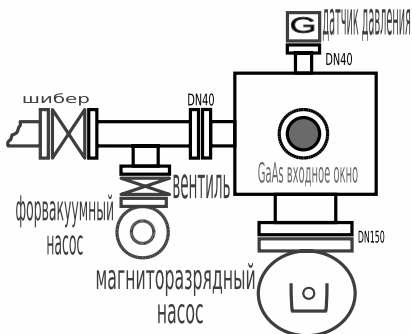


Рис. 16. Вакуумные камеры устройства ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера.



Рис. 17. Схема узла "зеркало" системы ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера. Вид сбоку.

ность поглощённого СИ можно оценить следующим образом:

$$P \text{ [Вт]} = U_0 \text{ [эВ]} \cdot I \text{ [А]} \cdot \frac{\phi}{2\pi}, \quad (35)$$

где  $I$  – ток пучка,  $U_0$  – энергия теряемая частицей за 1 оборот за счёт синхротронного излучения:

$$U_0 = \frac{4\pi}{3} \cdot \alpha \cdot \hbar c \cdot \frac{\gamma^4}{\rho}, \quad (36)$$

$\rho = 140$  см – радиус поворота пучка в дипольном магните,  $\phi \simeq 9$  мрад – угол сектора траектории пучка с которого СИ попадает на зеркало. При энергии электрона 1000 МэВ  $U_0 \simeq 63$  кэВ, тогда при  $I = 0.15$  А, мощность падающая на зеркало  $P \simeq 14$  Вт. Такая мощность может быть, скорее всего, отведена через поддержки зеркала, а при необходимости для охлаждения зеркала можно использовать воду.

Возможный вариант конструкции вакуумных камер системы ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера показан на Рис. 18.

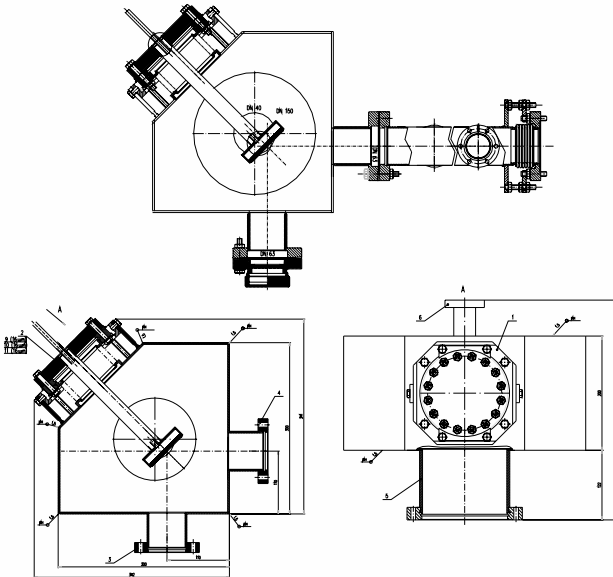


Рис. 18. Чертежи вакуумных камер системы ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера ВЕРС-II.

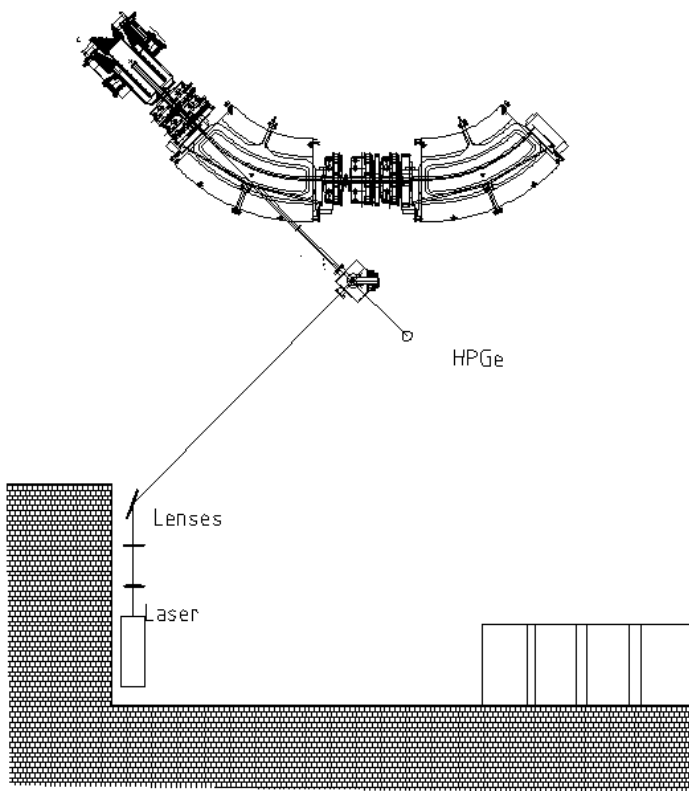


Рис. 19. Схема расположения лазера и элементов оптической системы.

## 8.2 Оптическая система

Оптическая система (Рис. 19) предназначена для проведения лазерного луча к окну системы ввода и создания перетяжки в нужном месте вакуумной камеры. Система включает в себя две  $ZnSe$  линзы, предназначенные для фокусировки луча и подвижное зеркало, оснащённое шаговым двигателем. Пройдя через линзы луч падает на зеркало и отражается во входное окно системы ввода. Шаговый двигатель поворачивает зеркало таким образом, чтобы обеспечить оптимальное столкновение электронного пучка и лазерного луча.

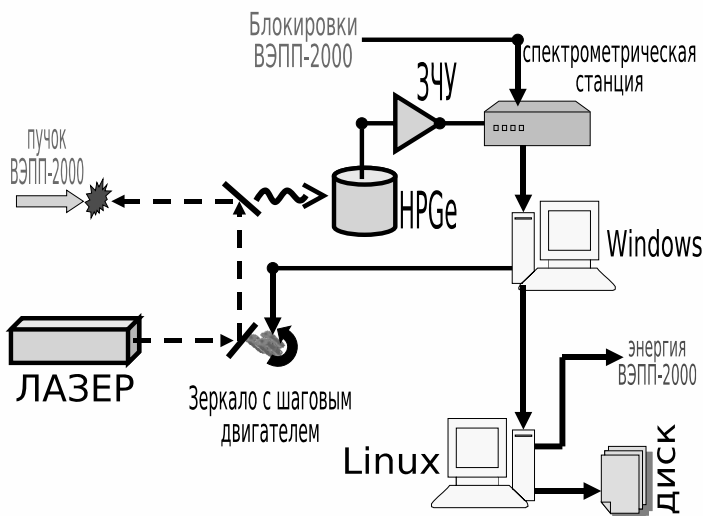


Рис. 20. Система сбора данных.

## 9 Система сбора данных

Схема системы сбора данных (ССД) системы калибровки энергии пучка ВЭПП-2000 показана на Рис. 20. Сигнал с германиевого детектора преобразуется ЗЧУ с которого поступает в спектрометрическую станцию. Сюда же поступает сигнал блокировки от ВЭПП-2000. В станции сигнал оцифровывается и заносится в гистограмму. Гистограмма считывается ЭВМ под операционной системой Windows с заданным периодом (раз в несколько секунд). Считанные данные анализируются, в частности вычисляется загрузка детектора. При необходимости подстроить положение луча лазера подается сигнал на контроллер шагового двигателя вращающего зеркало оптической системы. Далее гистограммы передаются в ЭВМ под операционной системой Linux, где происходит обработка данных: гистограммы суммируются и после набора достаточной статистики определяется средняя энергия ВЭПП-2000 за время набора спектра. Спектры и параметры набора, в частности абсолютное время, сохраняются на диск и могут быть впоследствии переобработаны.

## 10 Обсуждение

Основными трудностями при создании системы калибровки энергии пучка ВЭПП-2000 методом обратного комптоновского рассеяния лазерного луча на пучке являются:

1. доработка дипольного магнита ВЭПП-2000,
2. приобретение дорогостоящего оборудования (детектора из чистого германия и лазера).

Для проверки последствий доработки магнита необходимо провести расчёт поля с учётом отверстия для ввода лазерного луча и вывода рассеянных фотонов. Если расчёта окажется недостаточно, то можно изготовить точную копию дипольного магнита ВЭПП-2000 из железа с близким значением коэффициента магнитной проницаемости  $\mu$  к тому, которое использовалось для магнитов ВЭПП-2000. Поле измеряется в магните без отверстия и после изготовления отверстия. Результаты измерения дадут окончательный ответ о возможности переделки магнита ВЭПП-2000.

Стоимость  $CO_2$  лазера с удвоенной частотой MID-IR-2 (RF-Excited Frequency – Doubled  $CO_2$  WaveGuide Laser) производства COHERENT Inc составляет 250 000 \$, т.е. около 10 000 000 рублей, а  $CO$  лазера производства великобритании 50 000 фунтов стерлингов ( $\approx$  2 млн. рублей).  $CO_2$  лазер с длиной волны 10 мкм применим практически во всём диапазоне энергии ВЭПП-2000. На низких энергиях он может быть заменен твердотельным лазером. Стоимость  $CO_2$  лазера составляет около 150 000 \$ ( $\approx$  6 млн. рублей).

Цена HPGe детектора со спектрометрической станцией примерно 2 млн. рублей. Возможно, удастся воспользоваться имеющимися детектором и станцией производства Canberra, если получится восстановить параметры HPGe.

Затраты на оборудование будут составлять не менее 2 млн. рублей. Время приобретения оборудования может составить до полугода. Проектирование новой вакуумной камеры коллайдера, её изготовление и доработка дипольного магнита займут 1 – 2 года. Проектирование и изготовление системы ввода и оптической системы потребуют около 1 года. Таким образом, создание системы потребует 1,5 – 2 года.

## 11 Заключение

Предложен проект системы калибровки энергии пучка ВЭПП-2000 на основе обратного комптоновского рассеяния. Ожидаемая относительная точность определения энергии пучка составляет не более  $10^{-4}$ . Осуществление проекта потребует переделки одного дипольного магнита и вакуумной камеры в нём. Создание системы потребует 1,5 – 2 года.

Авторы признательны Шатунову Ю.М., Коопу И.А., Королю А.А., Логашенко И.Б., Середнякову С.И., Дружинину В.П. и Хазину Б.И. за обсуждение проекта. Работа была выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ 08-02-00328-а, 08-02-00251-а, РФФИ-ГФЕН-08-02-92200-а, проектом №32 конкурса проектов фундаментальных исследований выполненных совместно с национальной АН КНР.

## Список литературы

- [1] A.N. Skrinsky, in Proc. of Workshop on physics and detectors for DAΦNE, Frascati, Italy, April 4-7, 1995, p.3
- [2] Yu.M. Shatunov et al, Project of a new electron-positron collider VEPP-2000, in Proc. of the 2000 European Particle Acc. Conf., Vienna (2000), p.439
- [3] V.V. Danilov et al., The Concept of Round Colliding Beams, in Proc. EPAC'96, Barcelona, 1996, p.1149
- [4] С.И. Середняков, ЯФ, 67, №3, с. 501-511, 2004
- [5] A.N. Skrinsky and Yu.M. Shatunov, Sov. Phys. Uspekhi 32 (1989) 548
- [6] R.R. Akhmetshin et al., Preprint INP 99-11, 1999.
- [7] T. Yamazaki et. al., IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. NS-32, No5, 1985, p.3406
- [8] Ian C. Hsu et. al., Nucl. Instr and Meth. A 384 (1997) 307-315; Phys. Rev. E 54, 1996, 5657
- [9] R. Klein et al., Nucl. Instr. Meth. A 384 (1997) 293; J. Synchrotron Rad. 5 (1998) 392; Nucl. Instr. Meth. A 486 (2002) 545

- [10] N. Muchnoi et al., In Proc. of the EPAC, Scotland, Eidenburgh, June 26-30, 2006, EPAC 1181;  
V.E. Blinov et al, in Proc. of International Conference on instrumentation for colliding beam physics, Novosibirsk, Russia February 28 - March 5, 2008, Nucl. Instr. and Meth. A 598 (2009) 23
- [11] M.N. Achasov et al., BINP Preprint 2008-4 (2008); ArXiv:0804.0159 (2008)
- [12] Физические величины: Справочник, А.П. Бабичев и др.; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.; Энергоиздат, 1991. – 11232 с. – ISBN 5-283-04013-5.
- [13] Encyclopedia of Laser Physics and Technology ([http://www.rp-photonics.com/gaussian\\_beams.html](http://www.rp-photonics.com/gaussian_beams.html))
- [14] M.A. Furman. The Møller Luminosity Factor. LBNL-53553, CBP Note-543. (2003)

*М.Н. Ачасов, Д.Е. Беркаев, Н.Ю. Мучной, Е.Э. Пята*

**Проект системы калибровки энергии ВЭПП-2000  
на основе метода обратного комптоновского рассеяния**

*M.N. Achasov, D.E. Berkaev, N.Yu. Muchnoi, E.E. Pyata*

**Proposal of the beam energy calibration system  
for the VEPP-2000 collider  
based on Compton backscattering method**

ИЯФ 2009-10

Ответственный за выпуск А.В. Васильев

Работа поступила 9.04.2009 г.

---

Сдано в набор 22.04.2009 г.

Подписано в печать 23.04.2009 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1.6 уч.-изд.л.

Тираж 90 экз. Бесплатно. Заказ № 10

---

Обработано на РС и отпечатано на

ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

*Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*