

Концепция круглых встречных пучков

В.В.Данилов, П.М.Иванов, И.А.Кооп, И.Н.Нестеренко,
Е.А.Переведенцев, Д.Н.Шатилов, Ю.М.Шатунов, А.Н.Скринский
ГНЦ РФ Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера, Новосибирск, Россия

В статье изложены теоретические взгляды и результаты моделирования эффектов встречи с использованием круглых пучков для увеличения светимости в $e+e-$ коллайдерах. Некоторые эффекты, связанные с изменением энергии частиц в полях встречного сгустка, принимались в расчет. Обсуждается интересный вывод о зависимости эффектов встречи от знака коэффициента уплотнения орбит при наличии продольного толчка от встречного сгустка. Все представленные результаты моделирования сделаны для модифицированной оптики ВЭПП-2М с круглыми пучками.

1. Круглые встречные пучки

Основной параметр машины со встречными пучками — это ее светимость, которая в случае коротких сгустков определяется формулой

$$L = \frac{\pi\gamma^2\xi_x\xi_z\varepsilon_x f}{r_e^2\beta_z}(1 + \sigma_z/\sigma_x)^2,$$

где ξ_x, ξ_z — параметры пространственного заряда, максимальные значения которых ограничены эффектами встречи; ε_x — горизонтальный эмиттанс; σ_z, σ_x — их среднеквадратичные размеры в месте встречи; β_z — вертикальная бета-функция в месте встречи; f — частота; r_e — классический радиус электрона; γ — релятивистский фактор.

Параметр пространственного заряда на место встречи:

$$\xi_{x,z} = \frac{Nr_e}{2\pi\gamma} \frac{\beta_{x,z}}{(\sigma_x + \sigma_z)\sigma_{x,z}},$$

где N — число частиц в каждом сгустке. Предельные значения параметра пространственного заряда, полученные на ВЭПП-2М с плоскими пучками: $\xi_z \simeq 0.05$ и $\xi_x \simeq 0.02$.

В проекте ϕ -фабрики, для достижения высокой светимости предполагается использовать встречные пучки с круглым поперечным сечением (в дальнейшем просто круглые пучки)[1, 2]. В этом случае формула для светимости:

$$L = \frac{4\pi\gamma^2\xi^2\varepsilon f}{r_e^2\beta},$$

потому что параметры пространственного заряда в случае X-Z-симметрии, одинаковы по обоим направлениям, в связи с чем существенно увеличивается этот параметр в горизонтальном направлении движения. Явный эффект от использования круглого пучка тот, что при фиксированной плотности частиц сдвиг частот от встречного сгустка в 2 раза меньше, чем в случае плоского сгустка.

Что означает круглый пучок на практике?

1. Малые и равные бета-функции $\beta_0 = \beta_x, \beta_z$ в месте встречи.
2. Равные эмиттансы $\varepsilon_x, \varepsilon_z$.
3. Равные бетатронные частоты ν_x, ν_z и нулевая связь в полукольцах.
4. Незначительный положительный (дробный) фазовый сдвиг.

Требования 1 – 3 удовлетворяются при использовании сильной соленоидальной фокусировки пучков в области встречи. При этом каждая частица, пролетая продольное поле H_l , с интегралом вдоль прямолинейной секции $H_l l = \pi H R$, поворачивает плоскость поперечных колебаний на угол 90° , в связи с чем происходит полная симметризация для обоих мод колебаний. В дополнении, азимутальная симметрия соленоидальной фокусировки и поля круглого встречного пучка так же, как и симметрия матрицы преобразования от одного места встречи до другого, является причиной существования дополнительного интеграла движения. А именно, в результате удовлетворения условий 1,2,3 продольная компонента момента кол-ва движения сохраняется и поперечное движение становится подобно одномерному движению без резонансов связи бетатронных колебаний. Более того, возможно сделать движение в полях встречного круглого сгустка полностью интегрируемым с нулевой силой всех резонансов ([5]).

Пункт 4 так же важен для достижения больших величин пространственного заряда ξ_{max} .

Требуемая величина светимости $L = 2 \div 3 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ достижима при $\xi_{max} \simeq 0, 1$ в многосгустковом режиме ($f \simeq 100 \text{ МГц}$) при существующем значении $\beta \simeq 1 \text{ см}$, эмиттансах $\varepsilon \simeq 2 \cdot 10^{-5} \text{ см} \cdot \text{рад}$ и "умеренном" числе частиц в сгустке $N \simeq 5 \cdot 10^{10}$.

1.1. Продольное движение

Для увеличения в ϕ -фабрике светимости планируется использовать такую магнитную структуру, чтобы иметь величины β^* -функций приблизительно равные продольной длине сгустка σ_s . В этом случае становится существенным изменение энергии частицы при прохождении места встречи. Если $\sigma_s \leq \beta^*$, для частиц с малыми амплитудами, действие от налетающего пучка эквивалентно уменьшению эффективного напряжения в резонаторе U на следующую величину:

$$\Delta U = -\frac{NeR}{2q\beta^{*2}}.$$

Здесь R — это средний радиус коллайдера и q — номер гармоники ВЧ. Поэтому некогерентное продольное движение будет неустойчивым, если эта величина станет равной напряжению на резонаторе: $U_{th} = |\Delta U|$.

Для физического моделирования эффектов встречи важно использовать правильные продольные и поперечные толчки, иначе трекинг будет несимплектичным.

Есть другое важное замечание, связанное с изменением энергии частиц в полях встречного сгустка. Для малого положительного фазового сдвига (рядом с целым резонансом) и для обычного знака коэффициента уплотнения орбит, для частиц с положительным отклонением по энергии возможно медленное относительное движение, так что ее координаты не меняются от столкновения к столкновению с противоположным сгустком. Однако угол и энергия будут совместно увеличиваться и давать

поток в фазовом пространстве на большие синхротронные и бетатронные амплитуды. Для отрицательного коэффициента уплотнения орбит это невозможно, так как этот поток отсутствует.

В работе [9] этот эффект рассмотрен более детально с подтверждением предпочтения отрицательного значения этого параметра на моделировании. Другой аргумент в пользу предпочтения $\alpha < 0$ тот, что отсутствует порог для когерентных и некогерентных нестабильностей синхротронных колебаний, поскольку в этом случае действие встречного пучка подобно увеличению напряжения в резонаторе.

В проекте ϕ -фабрики заложена возможность варьировать коэффициент уплотнения орбит от $-0,02$ до $0,06$ таким образом, имеется возможность оптимизировать параметры продольного движения во время работы коллайдера.

2. Моделирование синхротронного движения круглых встречных пучков с возмущениями для модифицированного ВЭПП-2М

Моделирование эффектов встречи проведено на специальной программе [10], где распределение частиц в пучке строится по их координатам и углам в зависимости от тока встречного пучка. Позже были вставлены тонкие нелинейные линзы которые, меняя поперечных углов пролетающей частицы, меняли ее энергию согласно следующему соотношению [7]:

$$\Delta E = \frac{Ne^2}{2\beta}\beta' - \frac{Ne^2}{r_0^2} \cdot [1 - \exp(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2})] \times \\ \times \left[x_0(x'_0 + \frac{\beta'}{2\beta} \cdot x_0) + z_0(z'_0 + \frac{\beta'}{2\beta} \cdot z_0) \right]. \quad (1)$$

Здесь x_0, x'_0, z_0, z'_0 – координаты и углы частицы, $r_0^2 = x_0^2 + z_0^2$. Действие оставшихся частей накопителя давались линейными матрицами и секступольными толчками, трансформирующими углы и координаты частицы к следующей точке взаимодействия со встречным пучком. Также учитывались малые изменения координат и углов частицы из-за синхротронного излучения (затухание колебаний и квантовые флуктуации синхротронного и бетатронного движения) приводили к диффузии синхротронной и бетатронных амплитуд. Все параметры этого вида возмущения выбирались так, чтобы получающееся равновесное распределение частиц имело правильные выбранные параметры при отсутствии встречного пучка. Это равновесное распределение строилось на наборе статистики за период многих времен затуханий так, что для не очень больших амплитуд мы могли ожидать достоверных результатов.

2.1. Размеры пучка в ”сильно-слабом” приближении

Все основные результаты моделирования представлены на рис. 1. Нижняя сплошная линия показывает рост эмиттанса круглого пучка от ξ в случае имеющихся нелинейностей машины и нелинейных полей встречного пучка. Мы можем видеть, что нет существенного раздувания пучка, как обычно в случае плоского пучка.

Все другие линии описывали зависимость эмиттанса от ξ при дополнительных реальных машинных нелинейностях (секступоли) и различных малых возмущениях оптики, нарушающих ”круглость” пучка. Легко видеть, что эмиттанс пучка зависит

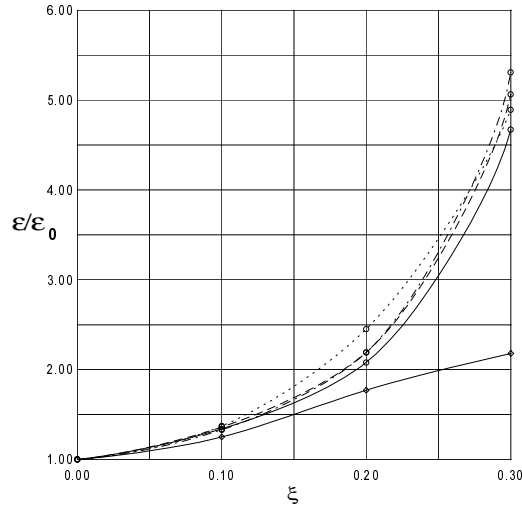


Рис. 1: Эмиттанс ”слабого” пучка от ξ . Нижняя кривая описывает случай с арками без нелинейных возмущений, штрихпунктирная линия — арки с секступолями. Другие линии для случаев с реальной x - z связью (сплошная линия), различных случайных возмущений в квадрупольных линзах (линия точек) и с 0.1% отклонения полей соленоидов (пунктирная линия). При этих возмущениях возникающая разность частот была равна половине синхротронной частоты.

в основном от секступольной нелинейности в нашем случае, и при $\xi \simeq 0,2$ раздувание пучка связано с резонансом $1/3$.

На рис. 2 мы можем видеть среднеквадратичный размер круглого пучка для случая с секступолями (сплошная линия) и β -функции (пунктирная линия) с учетом фокусировки от встречного пучка. Начальное уменьшение размера (в противоположность росту эмиттанса) связано с фокусировкой от встречного пучка.

2.2. ”Flip-Flop” эффект

Мы можем сделать следующий шаг, чтобы исследовать некогерентный ”сильный-сильный” эффект при некоторых предположениях, и используя данные роста эмиттанса из моделирования ”сильный-слабый”. Главное предположение состоит в том, что размер пучка зависит от максимальной плотности встречного пучка. Это предположение более менее правильно для результатов моделирования и разработано ранее (см. [11]). Затем мы можем численно найти размер обоих сильных сгустков после подстановки результатов моделирования из рис. 1, результат расчетов представлен на рис. 3. Мы можем видеть, что размеры пучка расщепились начиная с $\xi \simeq 0,15$.

2.3. Другие моды работы с круглым пучком

Есть несколько возможностей иметь круглые сгустки в оптике ВЭПП-2М. Все предыдущие результаты получены для рабочей точки на главном разностном резонансе, когда одна пара соленоидов вращает плоскость бетатронных колебаний на угол $\pi/2$, а другая пара — на $-\pi/2$. Делая арки симметричными, мы имеем равные бета-

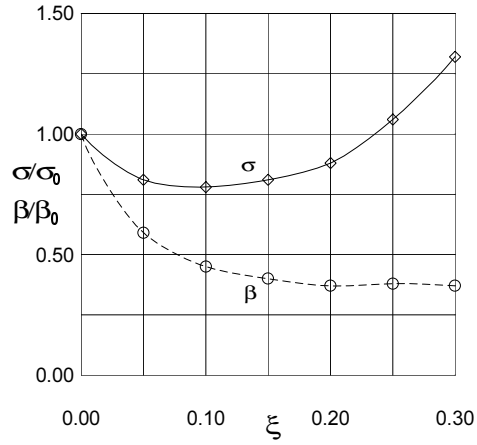


Рис. 2: Изменение размера "слабого" пучка и относительной β_0 от тока встречного пучка.

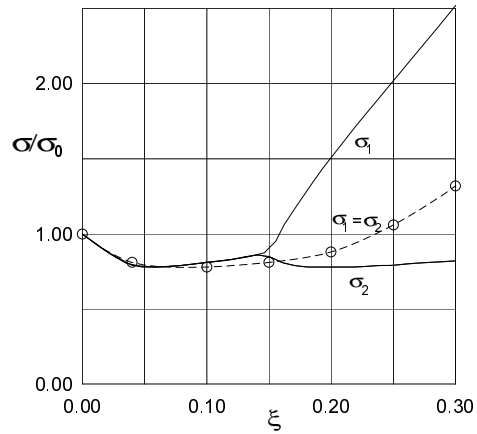


Рис. 3: Расщепление размеров пучка выше порога по "flip-flop". (Пунктирная линия — зависимость размера пучка, полученная при моделировании эффектов встречи в "сильно-слабом" приближении, использовалась в качестве начального отсчета при итерациях).

тронные частоты. Мы можем обратить поле в одной паре соленоидов и получить так называемое "Мёбиусное" кольцо [12]. Еще одна дополнительная возможность включения поля — это убрать вращение в одном из мест встречи, так что полный поворот плоскости бетатронных колебаний на два места встречи будет $\pm\pi/2$. Оба эти случая много хуже по раздуванию пучка в сравнении с первоначальным случаем включения соленоидов. Объяснение этому то, что отпечаток пучка на плоскости бетатронных частот расщепляется на две части и становится в два раза больше, так что совместное действие резонансов усиливается.

Заключение

Были получены некоторые обнадеживающие результаты. Порог раздувания для круглых пучков отсутствовал, когда выбираемые параметры были близки к проектным. Рост эмиттанса связан с нелинейностями машинной оптики, таким образом мы надеемся, что будет возможно достичь высокой светимости уменьшением действия нелинейных резонансов.

Список литературы

- [1] L.M. Barkov et al. Proc. 14-th Int. Conf. High Energy Accelerators, Tsukuba (Japan), p.1385, (1989).
- [2] L.M. Barkov et al. Proc. of the IEEE Particle Accelerators Conf., San Francisco (USA), p.183, (1991).
- [3] V.V. Danilov et al. Proc. Workshop on Beam-Beam and Beam-Radiation interactions, UCLA, p.1, (1991).
- [4] A.N. Filippov et al. Proc. 15-th Int. Conf. High Energy Accelerators, Hamburg (Germany), p.1145, (1992).
- [5] V.V. Danilov, E.A. Perevedentsev. Proc. Workshop on Beam-Beam effects, Dubna (Russia), to be published, (1995).
- [6] Ya.S. Derbenev, A.N. Skrinsky. Proceedings of the 3rd All-Union Conference on the storage rings of charged particles, M.v.1, p.386, (1972).
- [7] V.V. Danilov et al. Proc. of the IEEE Particle Accelerators Conf., San Francisco (USA), p.526, (1991).
- [8] V.V. Danilov et al. Pres. 7-th ICFA Workshop on Beam Dynamics, Los Angeles (USA), (1991).
- [9] V.V. Danilov et al. Proc. 15-th Int. Conf. High Energy Accelerators, Hamburg (Germany), p.1109, (1992).
- [10] D.N. Shatilov. Preprint INP 92-79, Novosibirsk, (1992).
- [11] A. Temnyh, Preprint INP 82-148, Novosibirsk, (1982).
- [12] R. Talman, Phys. Rev. Lett., v.74, N 9, p.1590, (1995).