

Методы измерения энергетического разброса пучка [1]

Эксперименты по физике высоких энергий, проводящиеся на установках со встречными пучками, предъявляют высокие требования к стабильности параметров пучков, включая энергетический разброс. В экспериментах по прецизионному измерению масс частиц [2,3] величина энергетического разброса определяет энергетическое разрешение. С точки зрения детектора лучшим способом измерения энергетического разброса является сканирование по энергии узких резонансов, таких как $\psi(2s)$, однако, эта процедура требует существенных затрат времени и не может проводиться часто. Таким образом, задача измерения энергетического разброса ускорительными методами весьма актуальна.

На накопителе ВЭПП-4М недавно впервые для коллайдеров была реализована методика калибровки энергии частиц по краю спектра обратного комптоновского рассеяния излучения лазера от циркулирующего пучка электронов [4]. Энергетический разброс пучка так же может быть определен с помощью края комптоновского спектра. Для этого краевую область спектра можно аппроксимировать функцией

$$g(x, p_{0...5}) = \frac{1}{2} [p_4(x - p_0) + p_2] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0}{\sqrt{2} p_1} \right) - \frac{p_1 p_4}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - p_0)^2}{2 p_1^2} \right] + p_5(x - p_0) + p_3. \quad (1)$$

где p_0 – положение края, соответствующее средней энергии пучка, p_1 – ширина края, пропорциональная энергетическому разбросу, p_2 – высота ступеньки, p_3 – подложка, p_4 – наклон слева, p_5 – наклон справа. Пример края измеренного комптоновского спектра с аппроксимирующей кривой и параметрами подгонки приведен на рис. 1.

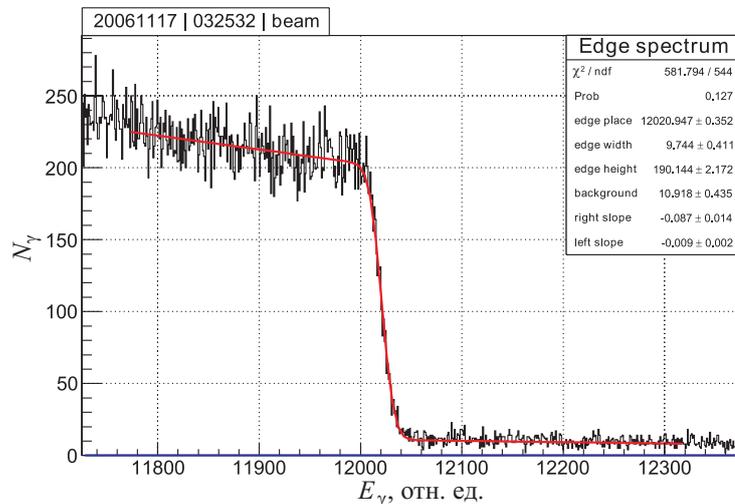


Рисунок 1 – Фрагмент спектра ОКР вблизи края.

Статистическая ошибка такого метода измерения энергетического разброса при разумном времени набора статистики (порядка 1 часа) составляет 10–15%. Систематическая погрешность связана с неопределённостью формы энергетического отклика HPGe детектора при энергиях фотонов 4–6 МэВ и находится на уровне 5%.

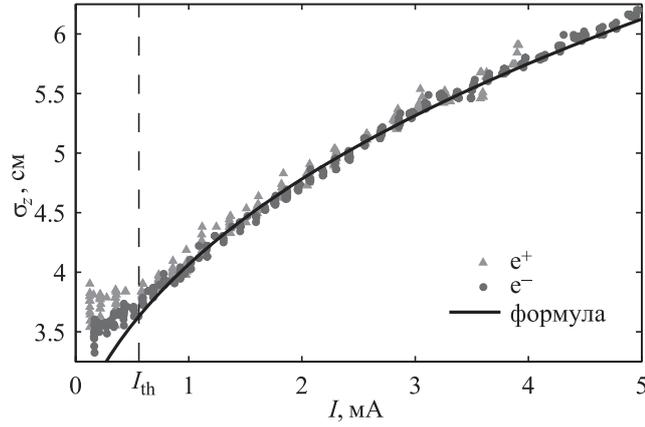


Рисунок 2 – Удлинение сгустка в зависимости от тока пучка.

В предположении пренебрежимо малого влияния коллективных эффектов (малый ток сгустка) продольный размер пучка σ_s пропорционален энергетическому разбросу σ_E/E :

$$\sigma_s = \frac{\alpha}{\omega_s} \frac{\sigma_E}{E}, \quad (2)$$

где α – коэффициент расширения орбит, $\omega_s = \nu_s \omega_0$ – циклическая частота синхротронных колебаний. Коллективные эффекты приводят к зависимости продольного размера от тока пучка, см. рис. 2. Таким образом, измерение продольного размера необходимо проводить при очень малых токах пучка, что, конечно же, ухудшает их точность.

В принципе энергетический разброс может быть определен по измерениям поперечного (обычно горизонтального) размера пучка σ_x в местах с большой дисперсией, где вклад энергетического разброса в размер является преобладающим. При выполнении условия

$$\left(D(s) \frac{\sigma_E}{E} \right)^2 \gg \varepsilon \beta(s), \quad (3)$$

где D – дисперсия и β – бета-функция на данном азимуте s , а ε – эмиттанс, можно приближенно оценить σ_E/E по простой формуле

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{\sigma_x}{D}, \quad (4)$$

однако точность измерений также может оказаться недостаточной.

Существуют и другие методы определения энергетического разброса по измеренным параметрам пучка. В основе одного из таких методов лежит спектральный анализ хроматических синхробетатронных мод колебаний пучка. Из-за хроматизма в спектре бетатронных колебаний пучка рядом с основным пиком появляются сателлиты на частотах, кратных синхротронной частоте, их относительная амплитуда определяется выражением [5]:

$$R_m(y) = \frac{1}{y^2} \int_0^\infty J_m^2(x) e^{-\frac{x^2}{2y^2}} x dx, \quad (5)$$

где $y = \left(\frac{\omega_\beta \alpha}{\omega_s} + \frac{\omega_0 \xi}{\omega_s} \right) \frac{\sigma_E}{E}$, J_m – функция Бесселя, m – номер синхробетатронной гармоники, σ_E/E – относительный энергетический разброс, $\omega_\beta = \nu_\beta \omega_0$ и $\omega_s = \nu_s \omega_0$ – бетатронная и синхротронная частоты, ω_0 – циклическая частота обращения, $\xi = \frac{\Delta \nu_\beta}{\Delta p/p}$ – хроматизм.

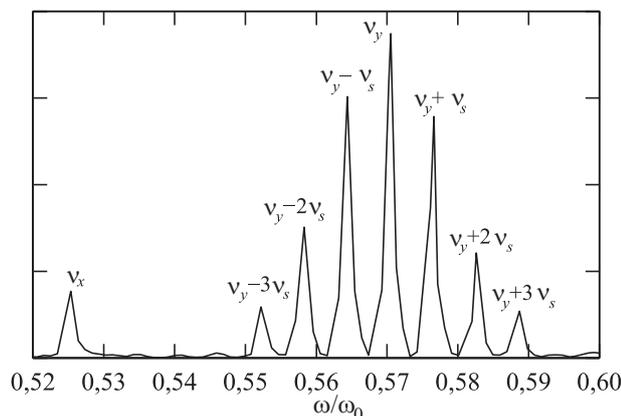


Рисунок 3 – Спектр синхробетатронных колебаний

Чтобы исключить влияние коллективных эффектов на динамику пучка, измерения необходимо проводить при малых токах пучка. На ВЭПП-4М использовался многоанодный ФЭУ, обеспечивающий измерения поперечного профиля пучка с однооборотным временным разрешением [6]. Чувствительность ФЭУ позволяет проводить измерения при токах пучка порядка 10 мкА, что дает возможность практически полностью избавиться от коллективных эффектов.

Колебания пучка возбуждались коротким импульсом электромагнитного поля в кикере, амплитуда удара подбиралась таким образом, чтобы размах колебаний пучка заметно превышал вертикальный размер сгустка. Спектр колебаний вычислялся путем дискретного преобразования Фурье измеренного массива координат пучка. Частоты и амплитуды синхробетатронных гармоник определялись с помощью уточнения ДПФ методом промежуточных гармоник. Пример спектра приведен на рис. 3, хорошо видны три пары синхробетатронных сателлитов.

Измерения были проведены для ряда значений вертикального хроматизма в диапазоне $\xi_y = 5-20$. Измеренная зависимость $R_1/R_0(\xi_y)$ амплитуды первого синхробетатронного сателлита, нормированной на амплитуду бетатронного пика, показана на рис. 4 для трех режимов работы ВЭПП-4М (ZMEJ, PSIS, JPSI), различающихся значениями энергии и энергетического разброса. На графиках приведены экспериментальные точки с соответствующей погрешностью измерения и теоретические кривые (5). Аппроксимация измеренных данных функцией (5) дает величину энергетического разброса.

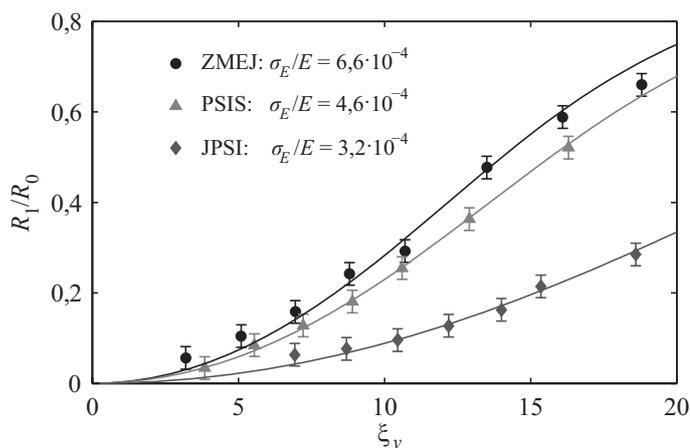


Рисунок 4 – Измеренная зависимость $R_1/R_0(\xi_y)$.

Альтернативный метод основан на анализе огибающей бетатронных колебаний. Как было показано в [7], огибающая $A(t)$ свободных бетатронных колебаний, возбужденных коротким ударом с амплитудой δa , имеет вид:

$$A(t) \propto \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \cdot \exp\left(-\left(\frac{\partial\omega_y}{\partial E} \frac{\sigma_E}{\omega_s}\right)^2 \cdot (1 - \cos(\omega_s t))\right), \quad (6)$$

где $\tau = \left(2 \frac{\partial\omega_y}{\partial a^2} \delta a \cdot \sigma_y\right)^{-1}$. При ненулевом хроматизме огибающая модулирована по амплитуде с частотой синхротронных колебаний, глубина модуляции зависит от хроматизма и энергетического разброса.

Энергетический разброс может быть определен как параметр аппроксимации измеренной огибающей бетатронных колебаний расчетной функцией (6). Однако, форма огибающей отклоняется от (6) из-за быстрого затухания, обусловленного взаимодействием пучка с поперечным импедансом вакуумной камеры. Декремент быстрого затухания пропорционален току пучка. Проблема может быть решена двумя способами: измерением декремента и включением затухания в функцию аппроксимации, или проведением измерений огибающей с пучком малой интенсивности, когда затуханием можно пренебречь. В экспериментах на ВЭПП-4М измерения проводились с помощью многоанодного ФЭУ, имеющего достаточное пространственное разрешение при токе пучка 10–30 мкА.

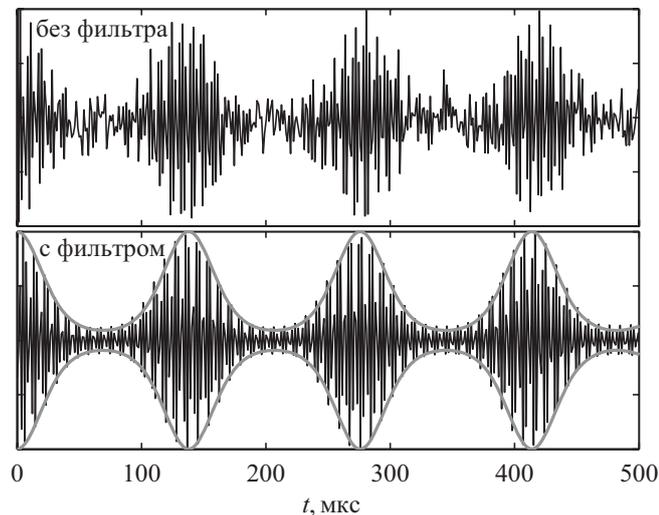


Рисунок 5 – Применение дискретного гребенчатого фильтра.

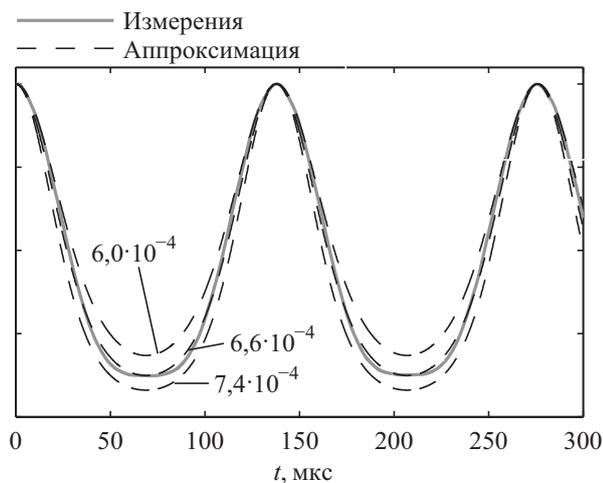


Рисунок 6 – Аппроксимация огибающей бетатронных колебаний.

Чтобы дополнительно повысить точность измерений, был применен алгоритм дискретного гребенчатого фильтра. Координатное разрешение системы диагностики определяется шумом в полосе выходного сигнала. Шумовая погрешность, будучи обратно пропорциональной интенсивности пучка, зависит от полосы частотной характеристики

датчика. Для уменьшения влияния шума и улучшения координатного разрешения в системах диагностики используются различные аналоговые и дискретные фильтры. Примером такого фильтра является дискретное преобразование Фурье, повышающее разрешение в $N^{1/2}$ раз, где N – размер массива измеренных данных. Если в задачу входит определение формы колебаний со сложной огибающей, то оптимальное подавление шума дает применение узкополосного дискретного гребенчатого фильтра. Суть фильтра состоит в Фурье-синтезе массива выборок из малого количества Фурье-гармоник, определяющих полезный сигнал. При такой операции разложение/синтез шумовые гармоники, содержащиеся в полном Фурье-спектре исходного сигнала, отбрасываются, что и улучшает отношение сигнал/шум в новом массиве выборок. Пример использования дискретного гребенчатого фильтра приведен на рис. 5, колебания с огибающей (б) синтезированы из набора гармоник $\nu_{\beta} \pm m\nu_s$, где ν_{β} – бетатронная и ν_s – синхротронная частоты, $m = 0, 1, 2, 3$. Частоты и амплитуды гармоник вычислялись с высокой точностью с помощью ДПФ с уточнением методом промежуточных гармоник. Верхний график отображает исходные измеренные данные, нижний – после фильтрации. На нижнем графике также приведена огибающая колебаний.

Пример аппроксимации измеренной огибающей бетатронных колебаний расчетной функцией (б) приведен на рис. 6. Сплошной линией показана измеренная огибающая, пунктирными – аппроксимирующая функция (б) с тремя близкими значениями энергетического разброса как параметра аппроксимации. Можно полагать, что оптимальная аппроксимация позволяет определить энергетический разброс с точностью не хуже 5%.

Литература

1. Анчугов О.В., Блинов В.Е., Богомягков А.В., Журавлев С.Е., Карнаев С.Е., Карпов Г.В., Киселев В.А., Куркин Г.Я., Левичев Е.Б., Мешков О.И., Мишнев С.И., Мучной Н.Ю., Никитин С.А., Николаев И.Б., Петров В.В., Пиминов П.А., Симонов Е.А., Синяткин С.В., Скринский А.Н., Смалюк В.В., Тихонов Ю.А., Тумайкин Г.М., Шамов А.Г., Шатилов В.В., Шведов Д.А., Шубин Е.И., Эксперименты по физике пучков заряженных частиц на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М // ЖЭТФ т. 136, вып. 4 (2009) 690-702
2. V.V. Anashin et al. Tau mass measurement at KEDR // Nuclear Physics B – Proceedings Supplements 181–182 (2008) p. 311.
3. V.V. Anashin et al. Results on J/ψ , $\psi(2s)$, $\psi(3770)$ from KEDR // Nuclear Physics B – Proceedings Supplements 181–182 (2008) p. 353.
4. V.E. Blinov, V.V. Kaminsky, E.B. Levichev, N.Yu. Muchnoi, S.A. Nikitin, I.B. Nikolaev, A.G. Shamov, Yu.A. Tikhonov, V.N. Zhilich. Beam energy and energy spread measurement by Compton backscattering of laser radiation at the VEPP-4M collider // ICFA Beam Dynamics Newsletter No. 48 (2009) pp. 195–207.
5. T. Nakamura et al. Chromaticity for energy spread measurement and for cure of transverse multi-bunch instability in the SPRING-8 storage ring // Proc. of PAC 2001. Chicago, 2001, pp. 1972–1974.
6. O.I. Meshkov et al. VEPP-4M optical beam profile monitor with one-turn temporal resolution // Proc. of EPAC 2004, Lucerne, 2004, pp. 2733–2735.
7. Н.А. Винокуров, В.Н. Корчуганов, Г.Н. Кулипанов, Е.А. Переведенцев. Влияние хроматичности и кубической нелинейности на кинематику бетатронных колебаний // Препринт ИЯФ СО АН СССР 76–87. Новосибирск, 1976.