

Экспериментальное изучение импедансов связи электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М

© В.А. Киселев, В.В. Смалюк

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск Россия
e-mail: smaluk@inp.nsk.su

(Поступило в Редакцию 26 мая 2009 г.)

Взаимодействие пучка с элементами вакуумной камеры посредством индуцированных электромагнитных полей анализируется в пространстве частот с помощью частотно-зависимых импедансов связи. Знание импедансов позволяет сделать оценки условий устойчивости движения пучка. Вычисление импедансов таких ускорителей, как электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4М, вакуумная камера которых имеет большое число неоднородностей, является весьма сложной и трудоемкой задачей. Однако в таких случаях импедансы могут исследоваться экспериментально путем анализа движения пучка. Приведены результаты экспериментов по исследованию продольного и поперечного импеданса ВЭПП-4М. Описан метод измерения локального поперечного импеданса, обеспечивающий лучшую чувствительность по сравнению с ранее используемыми.

Введение

Взаимодействие интенсивного пучка заряженных частиц с электромагнитными полями, индуцированными им в вакуумной камере, приводит к различным коллективным эффектам динамики пучка. Эти эффекты становятся заметны при большом количестве частиц в пучке и, следовательно, зависят от интенсивности пучка. Это происходит потому, что при движении пучка в вакуумной камере возникают значительные электромагнитные поля (wake-поля), которые действуют на сам пучок. Динамика частиц в пучке отличается от динамики одной частицы, движение которой определяется только ведущим полем. Наиболее значительным следствием коллективных эффектов является неустойчивость движения, когда малые отклонения положения или энергии пучка создают поля, которые могут увеличить исходное отклонение, таким образом возникает положительная обратная связь, приводящая к потерям пучка.

Поскольку причиной коллективных эффектов является взаимодействие пучка с элементами вакуумной камеры, то для их анализа, очевидно, необходимо соответствующее описание как самого пучка, так и вакуумной камеры. В пространстве частот каждая часть вакуумной камеры может быть представлена как частотно-зависимый импеданс связи, представляющий собой фурье-образ wake-потенциала точечного заряда [1]. Wake-потенциал определен как интеграл электромагнитных сил взаимодействия, взятый вдоль траектории пучка. Основной вклад в суммарный импеданс связи вакуумной камеры циклического ускорителя вносят высшие моды ускоряющих ВЧ-резонаторов, изменения поперечного сечения камеры, электромагнитные кикеры и пикапы на полосковых линиях, электростатические пикап-электроды, фланцы, сильфоны, отверстия в камере для впуска-выпуска пучков, вывода СИ и т.д.

Импеданс электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М в основном сформирован пятьюдесятью неоднородностями вакуумной камеры, такими как 16 вертикальных и 3 горизонтальных устройства разведения электронного и позитронного пучков (полосковые линии, согласованные на 50Ω), резонансные полости и скачкообразные изменения поперечного сечения камеры. Для оценки импеданса участков камеры с простой геометрией могут быть использованы аналитические выражения (см., например, [2,3]). Такие вычисления дают возможность оценить как суммарное значение импеданса, так и распределение импеданса по кольцу.

В настоящее время обязательным условием проектирования вакуумной камеры ускорителей является минимизация импедансов связи. Знание импедансов необходимо для оценок условий устойчивости движения пучка, его максимальной интенсивности, а также характерных времен развития неустойчивости. Если вакуумная камера ускорителя имеет большое число неоднородностей, как в случае ВЭПП-4М, то вычисление импедансов является весьма сложной и трудоемкой задачей. Однако благодаря тому, что действительная (резистивная) и мнимая (реактивная) части импеданса проявляются в различных физических эффектах, импедансы связи могут исследоваться экспериментально путем анализа движения пучка.

1. Wake-поля и импедансы связи

Электромагнитные поля, наведенные пучком в окружающей структуре, в ускорительной физике называют wake-полями. Эти поля могут быть рассчитаны путем решения уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями. Число аналитически разрешимых случаев невелико, аналитическое решение возможно только для простейших структур. Для расчета полей в

практически важных структурах существуют компьютерные программы, такие как Xwake, MAFIA, GdfidL.

Для описания взаимодействия заряженных частиц с wake-полями используется понятие wake-функции, определенной как нормированный интеграл силы Лоренца, действующей на пробный заряд e , который движется на расстоянии s за точечным зарядом q , возбуждающим wake-поля [1]. Wake-функция — это функция отклика структуры на возбуждение точечным зарядом, она определяется только формой и электромагнитными свойствами структуры и не зависит от распределения зарядов в пучке. В случае пучка с произвольным распределением плотности взаимодействие с wake-полями определяется wake-потенциалом V , представляющим собой свертку wake-функции W с нормированной линейной плотностью пучка λ :

$$V(s) = q \int_0^{\infty} W(z) \lambda(s-z) dz. \quad (1)$$

В большинстве практических случаев для анализа устойчивости движения пучка достаточно рассмотреть только монополюную продольную W_{\parallel} и дипольную поперечную W_{\perp} wake-функции, соотношение между которыми задается теоремой Пановского–Венцеля:

$$\nabla_{\perp} W_{\parallel} = \frac{\partial W_{\perp}}{\partial s}. \quad (2)$$

Поскольку магнитное поле перпендикулярно траектории частицы и не влияет на продольное движение, продольная wake-функция получается интегрированием компоненты E_z электрического поля:

$$W_{\parallel}(s) = -\frac{1}{q} \int_{-\infty}^{\infty} E_z dz. \quad (3)$$

Дипольная поперечная wake-функция определена, аналогично продольной, как интеграл поперечных электромагнитных сил с нормировкой на поперечное смещение r и представляет собой вектор, имеющий горизонтальную и вертикальную компоненты

$$\mathbf{W}_{\perp}(s) = -\frac{1}{qr} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_{\perp} dz. \quad (4)$$

Часто представляется удобным описывать взаимодействие пучка с wake-полями в пространстве частот, представляя компоненты вакуумной камеры в виде частотно-зависимых импедансов связи. Продольный Z_{\parallel} и поперечный Z_{\perp} импедансы являются фурье-образами соответствующих wake-функций:

$$Z_{\parallel}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}(s) e^{-i\omega s/c} \frac{ds}{c},$$

$$Z_{\perp}(\omega) = i \int_{-\infty}^{\infty} W_{\perp}(s) e^{-i\omega s/c} \frac{ds}{c}. \quad (5)$$

Практически для любого участка вакуумной камеры импеданс может быть представлен в виде эквивалентной RLC-цепи для каждой моды колебаний:

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{R_{\parallel}}{1 + iQ\left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}\right)},$$

$$Z_{\perp}(\omega) = \frac{\omega_r}{\omega} \frac{R_{\perp}}{1 + iQ\left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}\right)}, \quad (6)$$

где R — шунтовое сопротивление продольной (Ω) или поперечной (Ω/m) моды, ω_r — резонансная частота и Q — добротность. Поскольку время затухания (и нарастания) резонансной моды равно $\tau = 2Q/\omega_r$, высокодобротная (узкополосная) мода является более долгоживущей, чем низкодобротная (широкополосная). Пример широкополосного и узкополосного импедансов и соответствующих wake-потенциалов показан на рис. 1, графики построены на основании расчетов, сделанных

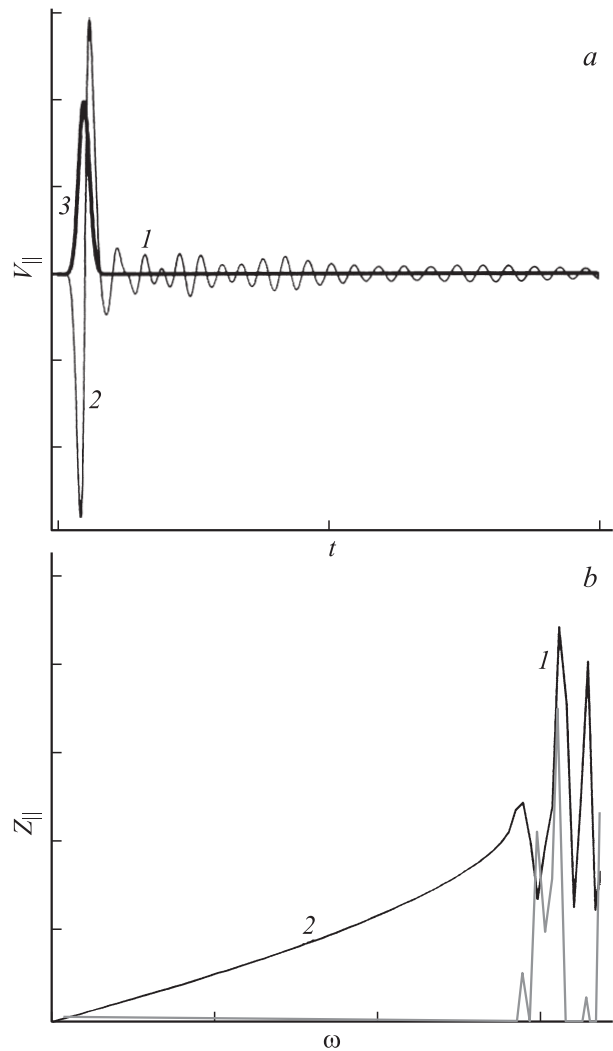


Рис. 1. *a* — wake-потенциал (1 — долгоживущие, 2 — короткоживущие wake-поля, 3 — пучок); *b* — импеданс связи (1 — узкополосной, 2 — широкополосной импеданс; светлая кривая — $\text{Re}Z$, жирная — $\text{Im}Z$).

с помощью программы трехмерного моделирования полей.

Узкополосный импеданс приводит к взаимодействию нескольких сгустков между собой, в то время как широкополосный импеданс вносит взаимодействие частиц внутри сгустка. Вакуумная камера ускорителя в целом обычно представляет собой широкополосный импеданс, состоящий из суммы широкополосных импедансов всех компонентов камеры. Величина суммарного широкополосного импеданса представляет собой глобальный критерий устойчивости и характеризует степень когерентности, вносимой окружением в движение частиц внутри сгустка (а также является мерой качества проектирования и изготовления вакуумной камеры).

Поскольку для большинства компонентов вакуумной камеры, вносящих вклад в широкополосный импеданс, таких как изменение поперечного сечения, сифоны, фланцы, пикапы и т.п., продольный импеданс на низких частотах можно приближенно полагать индуктивным, для оценок устойчивости удобно использовать нормализованный продольный импеданс $Z_{||}/n$, где n — номер гармоники частоты обращения $n = \omega/\omega_0$.

2. Измерение продольного импеданса

Резистивная часть продольного импеданса приводит к когерентным потерям энергии, квадратично зависящим от заряда пучка q [1]:

$$\Delta E = -k_{||}q^2. \quad (7)$$

Коэффициент пропорциональности $k_{||}$ называют продольным фактором когерентных потерь (longitudinal loss factor). Он зависит от свойств вакуумной камеры, характеризующих суммарным широкополосным продольным импедансом wake-функцией $Z_{||}(\omega)$, так и от продольного распределения плотности пучка λ :

$$k_{||} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Re Z_{||}(\omega) |\lambda(\omega)|^2 d\omega, \quad (8)$$

где $\lambda(\omega)$ — фурье-образ распределения плотности пучка $\lambda(t)$.

Так же как и потери на синхротронное излучение, когерентные потери энергии компенсируются в ускоряющих резонаторах на каждом обороте пучка. Фактор когерентных потерь может быть определен по измерениям зависимости равновесной фазы φ_{rf} ускоряющего напряжения от среднего тока пучка $I_b = qf_0$:

$$k_{||} = f_0 V_{rf} \cos \varphi_{rf} \frac{\Delta \varphi_{rf}}{\Delta I_b}, \quad (9)$$

где V_{rf} — амплитуда ускоряющего напряжения, f_0 — частота обращения.

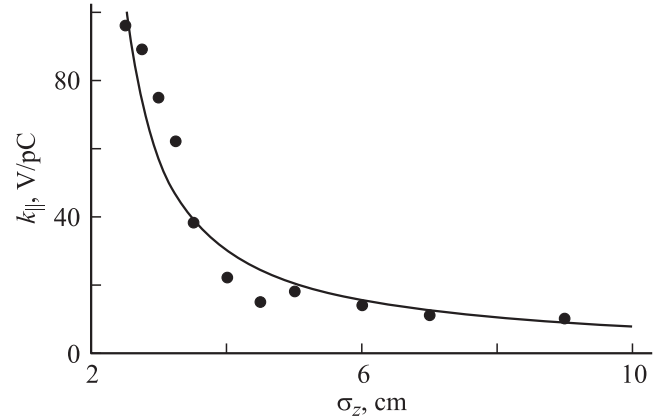


Рис. 2. Фактор когерентных потерь ВЭПП-4М.

На рис. 2 приведен график измеренной зависимости фактора когерентных потерь $k_{||}$ ВЭПП-4М от длины сгустка σ_z , определяющей ширину спектрального распределения $\lambda(\omega)$ в пространстве частот.

Если широкополосный импеданс имеет индуктивный характер, абсолютное значение нормализованного продольного импеданса $|Z_{||}/n|$ может быть определено по измеренной зависимости длины сгустка от тока. Для релятивистского электронного или позитронного пучка с гауссовым распределением линейной плотности удлинение сгустка в зависимости от тока выше порога микроволновой неустойчивости описывается кубическим уравнением:

$$\left(\frac{\sigma_z}{\sigma_{z0}}\right)^3 - \frac{\sigma_z}{\sigma_{z0}} = \frac{\alpha I_b}{\sqrt{2\pi}(E/e)Q_s^2} \left|\frac{Z_{||}}{n}\right| \left(\frac{R}{\sigma_{z0}}\right)^3, \quad (10)$$

где $\sigma_{z0} = \frac{\alpha R}{Q_s} \frac{\sigma_E}{E}$ — длина сгустка при нулевом токе пучка, σ_E/E — энергетический разброс, R — средний радиус ускорителя, α — коэффициент расширения орбит, Q_s — синхротронная частота (в единицах частоты обращения). Пороговый ток микроволновой неустойчивости релятивистского гауссова пучка определяется соотношением:

$$I_{th} = \frac{\sqrt{2\pi}(E/e)Q_s^2}{\alpha|Z_{||}/n|} \left(\frac{R}{\sigma_{z0}}\right)^3. \quad (11)$$

Таким образом, аппроксимируя измеренную зависимость $\sigma_z(I_b)$ функцией (10), можно найти величину эффективного продольного импеданса.

На рис. 3 приведен пример измерений длины электронного и позитронного пучка ВЭПП-4М в зависимости от тока. Видно, что выше порога микроволновой неустойчивости $I_{th} = 0.6$ mA измеренные данные с хорошей точностью аппроксимируются расчетной зависимостью длины сгустка от тока, описываемой уравнением (10). Величина продольного импеданса $|Z_{||}/n|$, вычисленная по измеренным данным, составляет около 6 Ω .

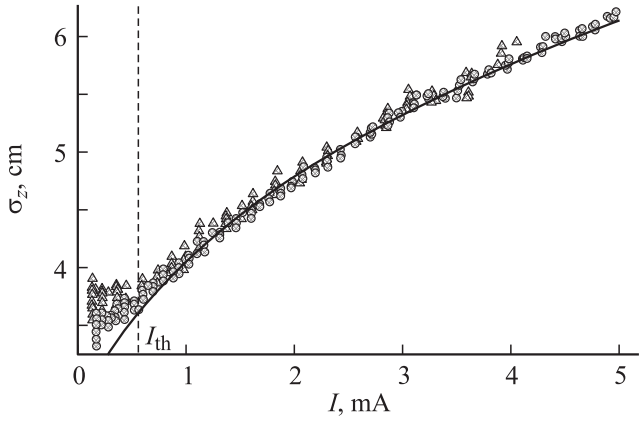


Рис. 3. Измеренное удлинение сгустка; \blacktriangle — e^+ , \bullet — e^- , кривая — расчет.

Следует отметить, что формула (10) неприменима в случае очень коротких сгустков ($\sigma_z \ll b$, b — поперечный размер вакуумной камеры), когда вклад высокочастотных резонансных составляющих импеданса становится преобладающим.

3. Измерение поперечного импеданса

В результате взаимодействия пучка с резистивным поперечным импедансом $\Re Z_{\perp}$ возникает хорошо изученный хроматический head-tail-эффект, характеризуемый head-tail-фазой [4]

$$\chi = \frac{\xi \sigma_z}{\alpha R}, \quad (12)$$

где $\xi = \frac{\Delta Q}{\Delta p/p}$ — хроматизм, σ_z — продольный размер пучка, α — коэффициент расширения орбит, R — средний радиус ускорителя.

Если значение χ много меньше единицы, то инкремент/декремент бетатронных колебаний может быть оценен по приближенной формуле, полученной в рамках двухчастичной модели:

$$\tau_{\pm}^{-1} = \mp I_b \frac{c \xi}{2\pi(E/e)\alpha Q} Z_{\perp}(0), \quad (13)$$

где I_b — ток пучка, Q — бетатронная частота, $Z_{\perp}(0)$ — величина широкополосного поперечного импеданса $Z_{\perp}(\omega)$ на нулевой частоте. Когерентные колебания (центр масс сгустка) характеризуются параметром τ_+ , некогерентные (размер) — τ_- . Когерентная мода затухает, если $\xi/\alpha > 0$, и становится неустойчивой, если $\xi/\alpha < 0$, в то время как некогерентная мода — наоборот.

Таким образом, когда хроматизм положителен, резистивный поперечный импеданс может быть определен с помощью формулы (13) по измеренным значениям времени быстрого затухания когерентных бетатронных колебаний, возбуждаемых ударом кикера. На рис. 4

приведен пример измерений декрементов быстрого затухания горизонтальных и вертикальных бетатронных колебаний электронного пучка ВЭПП-4М в зависимости от хроматизма, ток пучка около 7 мА, энергия 1.8 GeV. По результатам измерений величина резистивного поперечного импеданса ВЭПП-4М составляет $\Re Z_{\perp} \approx 3.5 \text{ M}\Omega/\text{m}$.

При нулевом хроматизме декремент определяется взаимодействием пучка с полосковыми линиями, для N пар согласованных линий

$$\tau^{-1} = -I_p \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i L_i}{d_i} \frac{f_0}{E/e}, \quad (14)$$

где I_p — амплитудное значение тока пучка, L_i и ρ_i — соответственно длина и волновое сопротивление каждой пластины в i -й паре, d_i — зазор между пластинами.

Для сгустка с гауссовым распределением плотности и среднеквадратичной длиной σ_z амплитудное значение тока I_p (peak current) связано со средним током I_b следующим соотношением:

$$I_p = \frac{\sqrt{2\pi} R}{\sigma_z} I_b, \quad (15)$$

где R — средний радиус ускорителя.

Реактивная часть поперечного импеданса $\Im Z_{\perp}$ приводит к когерентному сдвигу бетатронной частоты в зависимости от тока сгустка [4]:

$$\Delta Q = -\frac{I_p}{8\pi(E/e)} \sum_k \beta_k \Im Z_{\perp k}, \quad (16)$$

где β_k — бета-функция на участке камеры с импедансом $Z_{\perp k}$.

На рис. 5 представлены результаты измерений когерентного сдвига вертикальной бетатронной частоты ВЭПП-4М. Поскольку во время измерений ток пучка был значительно ниже порога неустойчивости поперечных связанных мод, измеренные данные хорошо аппроксимируются линейной зависимостью (16).

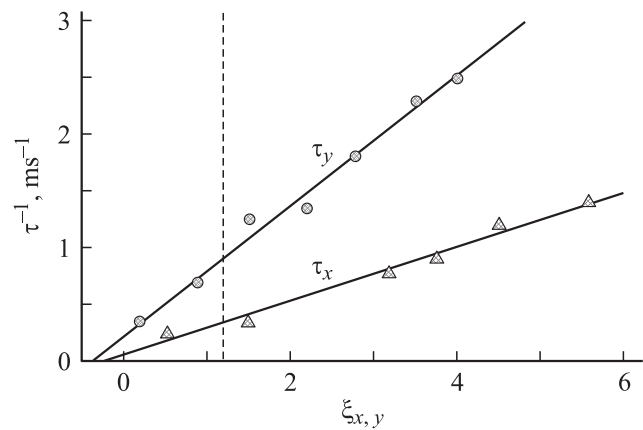


Рис. 4. Измеренные значения времени быстрого затухания.

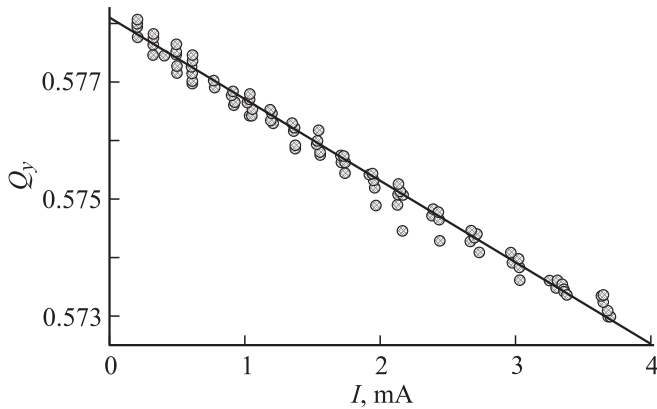


Рис. 5. Измеренный когерентный сдвиг бетатронной частоты.

Измеренная величина когерентного сдвига составляет $\Delta Q_y / \Delta I_b = -1.38 \text{ A}^{-1}$, что соответствует среднему взвешенному по бета-функции значению импеданса $\langle \Im Z_{\perp} \beta \rangle \simeq 22 \text{ M}\Omega$.

4. Азимутальное распределение импеданса

Измерение набеге бетатронной фазы вдоль азимута ускорителя в принципе позволяет определить вклад различных участков кольца в когерентный сдвиг бетатронной частоты (16) и, таким образом, получить распределение реактивной части поперечного импеданса. Такой способ измерений был продемонстрирован на электрон-позитронном коллайдере LEP (CERN, Швейцария) [5]. Импеданс накопителя LEP определяется в основном высшими модами ускоряющих резонаторов, которые расположены в двух относительно коротких прямолинейных промежутках. Измеренная величина когерентного сдвига бетатронной фазы $\Delta\mu(z)$ вдоль кольца LEP, нормализованная на приращение тока пучка ΔI_b , приведена на рис. 6. Видны резкие скачки бетатронной фазы в местах IP2 и IP6 расположения ускоряющих резонаторов.

Точность данного метода определяется пооборотным разрешением датчиков положения пучка, по сигналам которых вычисляется бетатронная фаза. Как видно на рис. 5, когерентный сдвиг бетатронной частоты, представляющий собой изменение фазы на полном обороте, составляет величину порядка 0.001 на миллиампер тока сгустка. Изменение фазы за счет локального импеданса, естественно, еще меньше, и для измерения распределения импеданса фазовое разрешение измерительной системы должно быть очень высоким.

На ускорительном комплексе ВЭПП-4 в ИЯФ им. Будкера был разработан более чувствительный метод измерения азимутального распределения импеданса. Предложенный метод базируется на измерении искажения равновесной орбиты пучка локальным поперечным импедансом. Поскольку шумовая погрешность датчиков

положения пучка пропорциональна квадратному корню из полосы частот, этот метод дает лучшее разрешение по сравнению с методом [5], основанным на измерении набеге бетатронной фазы, так как датчики положения пучка используются в узкополосном режиме (измерение орбиты), а не в широкополосном (пооборотные измерения колебаний).

Если пучок смещен от равновесной орбиты, взаимодействие с локальным поперечным импедансом дает приращение поперечного импульса, пропорциональное смещению x [4]:

$$\Delta x' = \frac{q}{E/e} k_{\perp} x. \quad (17)$$

Коэффициент пропорциональности, называемый kick-фактором, зависит как от поперечного импеданса $Z_{\perp}(\omega)$,

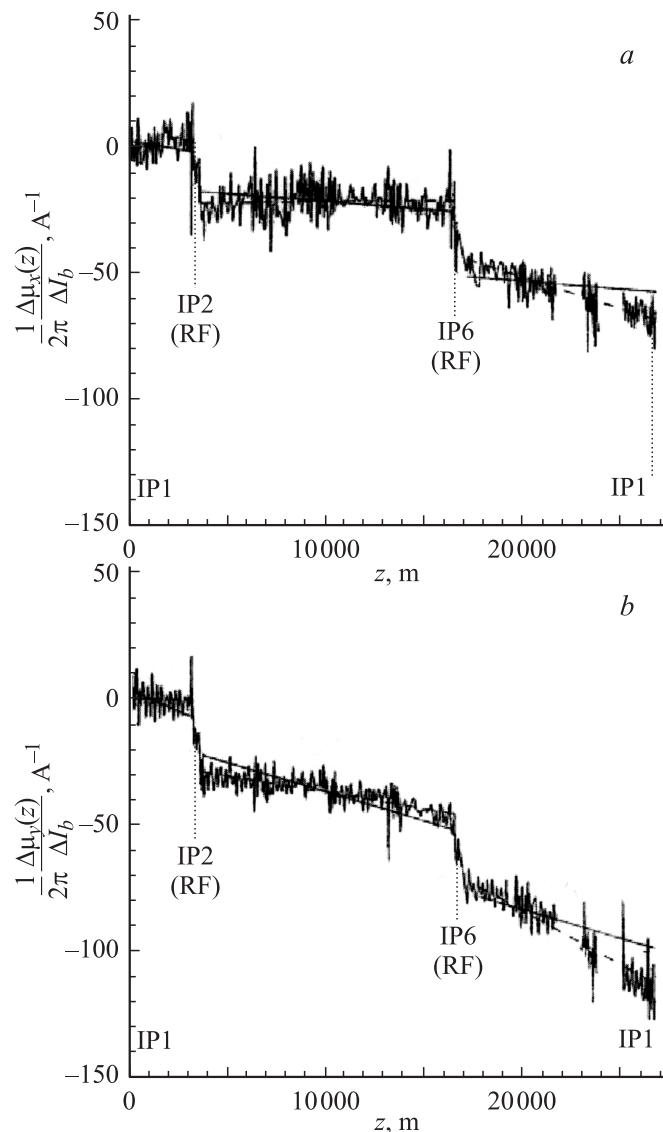


Рис. 6. Зависимость набеге бетатронной фазы (a — горизонтальной, b — вертикальной) от тока пучка LEP.

так и от продольного распределения плотности пучка λ :

$$k_{\perp} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \mathfrak{J}Z_{\perp}(\omega) |\lambda(\omega)|^2 d\omega, \quad (18)$$

где $\lambda(\omega)$ — фурье-образ распределения плотности пучка $\lambda(t)$. С точностью до постоянного множителя kick-фактор эквивалентен эффективному поперечному импедансу.

Для пучка с гауссовым продольным распределением плотности, приращение поперечного импульса можно записать в виде:

$$\Delta x' = \frac{I_p}{E/e} \mathfrak{J}Z_{\perp} x, \quad (19)$$

где I_p — амплитудное значение тока сгустка, связанное со средним током I_b соотношением (15), x — поперечное смещение пучка на азимуте локализации импеданса.

Локальное изменение поперечного импульса на величину $\Delta x'$ приводит к возмущению орбиты $\Delta x(z)$, имеющему вид волны

$$\Delta x(z) = \Delta x' \frac{\sqrt{\beta(z_0)\beta(z)}}{2 \sin \pi Q} \cos(|\phi(z) - \phi(z_0)| - \pi Q), \quad (20)$$

где β и ϕ — амплитудная и фазовая функции бетатронных колебаний соответственно, Q — бетатронная частота. Подставив (19) в (20), получим выражение, описывающее искажение орбиты на азимуте z поперечным импедансом $\mathfrak{J}Z_{\perp}$, локализованным на азимуте z_0 :

$$\Delta x(z) = \frac{\Delta I_p}{E/e} \mathfrak{J}Z_{\perp} x(z_0) \frac{\sqrt{\beta(z_0)\beta(z)}}{2 \sin \pi Q} \times \cos(|\phi(z) - \phi(z_0)| - \pi Q). \quad (21)$$

Таким образом, если на предполагаемом участке локализации импеданса создать П-образное искажение орбиты (бамп) и сравнить орбиту, измеренную при малом токе пучка (импеданс „выключен“) с орбитой, измеренной при большом токе (импеданс „включен“), то разность этих орбит будет представлять собой бетатронную волну (21), распространяющуюся от места локализации импеданса.

Оценка величины эффекта может быть сделана по величине когерентного сдвига бетатронной частоты ΔQ . Если весь поперечный импеданс локализован в одном месте, то амплитуда бетатронной волны Δx_{\max} оценивается с помощью формул (21) и (16):

$$\Delta x_{\max} \approx 4\pi x_0 \Delta Q, \quad (22)$$

где x_0 — величина бампа. Так, для накопителя ВЭПП-4М измеренный когерентный сдвиг на энергии 1.8 GeV составляет около -1.5 A^{-1} . Тогда при изменении среднего тока пучка на 10 mA ($\Delta I_p = 36.5 \text{ A}$ при длине сгустка $\sigma_z = 4 \text{ cm}$) и величине бампа $x_0 = 5 \text{ mm}$

искажение орбиты за счет импеданса будет порядка $\Delta x_{\max} \approx 1 \text{ mm}$. Таким образом, даже с учетом распределенного импеданса эффект достаточно велик для измерения с приемлемой точностью современными системами датчиков положения пучка.

Следует отметить, что формула (21) выведена в предположении бампа, короткого по сравнению с периметром ускорителя. На практике создать короткий бамп не всегда возможно из-за ограниченного количества корректоров орбиты или их неудобного расположения. Для бампа длиной Δz выражение, описывающее искажение орбиты, имеет вид:

$$\Delta x(z) = \frac{\Delta I_p}{E/e} \frac{\sqrt{\beta(z)}}{2 \sin \pi Q} \frac{1}{\Delta z} \times \int_{z_0}^{z_0 + \Delta z} \mathfrak{J}Z_{\perp}(z') x(z') \sqrt{\beta(z')} \cos(|\phi(z) - \phi(z_0)| - \pi Q) dz'. \quad (23)$$

Если на длине участка импеданс Z_{\perp} и бета-функция β не являются постоянными, то амплитуда волны (23) содержит информацию о величине импеданса, усредненного с весом β на длине Δz . В случаях, когда бамп имеет значительную длину, представляется удобным ввести понятие удельного взвешенного импеданса $\frac{\Delta(\mathfrak{J}Z_{\perp}\beta)}{\Delta z}$.

Как оказалось в экспериментах на ВЭПП-4М, система измерения орбиты имеет систематическую погрешность, зависящую от тока пучка. Чтобы минимизировать эту погрешность, для определения локального импеданса использовалась следующая комбинация четырех орбит:

$$\Delta y(z) = (y_2(z) - y_1(z)) - (y_{02}(z) - y_{01}(z)), \quad (24)$$

где орбиты y_{01} и y_{02} измерены соответственно с большим и малым током, но без бампа, а орбиты y_1 и y_2 измерены с теми же значениями большого и малого тока, а также с бампом в месте локализации импеданса.

В качестве примера рассмотрим измерение локального импеданса участка ВЭПП-4М, включающего в себя 3 и 5 ускоряющих резонаторов, 3 пары пластин электростатического разведения пучков и 5 резких изменений вертикального сечения камеры.

На рис. 7 вверху показан вертикальный бамп, созданный на участке, а внизу — измеренные значения вертикальной комбинации орбит (24) в сравнении с расчетной бетатронной волной (21) (сплошная линия). Разность амплитудных значений тока пучка составляла $\Delta I_p = 25 \text{ A}$.

Как видно, измеренная разность вертикальных орбит согласуется с расчетной кривой (21) в пределах статистической погрешности измерения. По результатам измерений, импеданс этого участка составляет около 10% от суммарного импеданса ВЭПП-4М.

Метод измерения локального импеданса по искажению орбиты пучка достаточно универсален, обеспечивая в принципе измерение двумерной топологии электромагнитного поля, наведенного пучком в окружающей

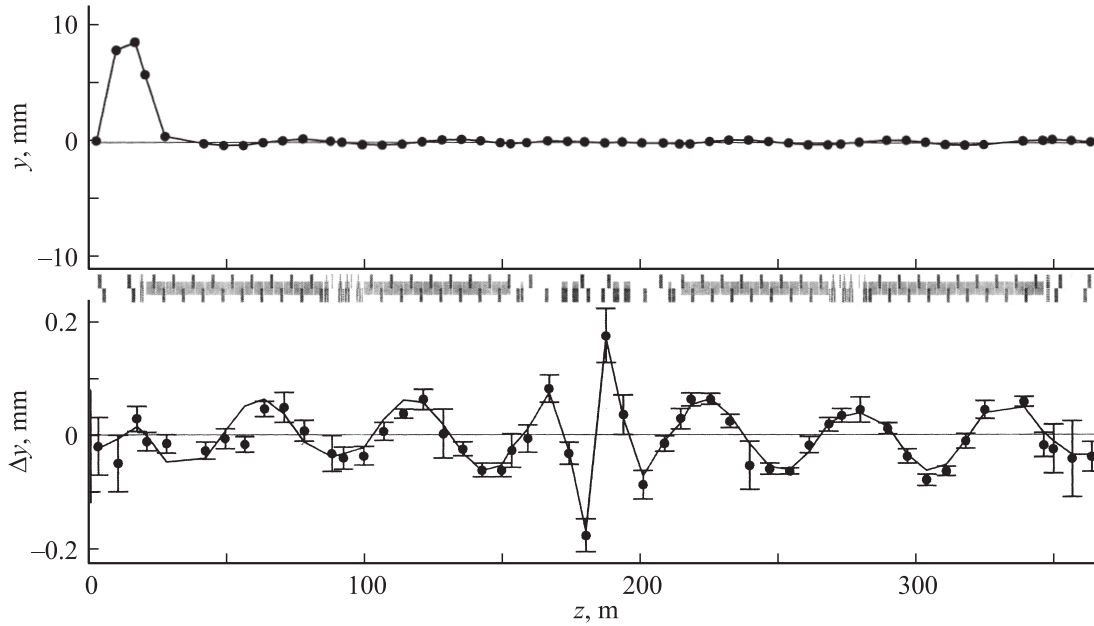


Рис. 7. Измерение локального импеданса.

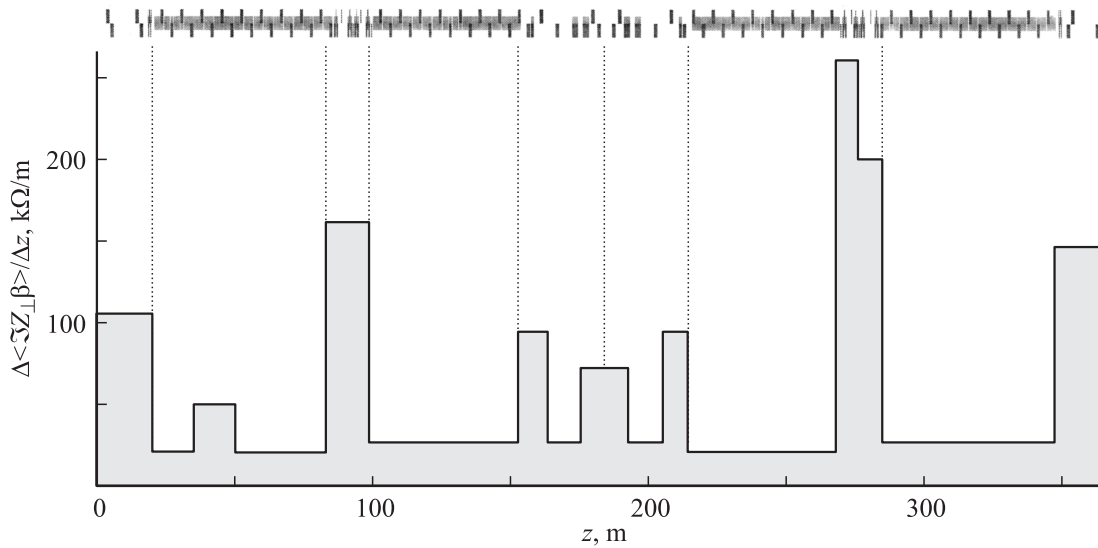


Рис. 8. Измеренное распределение импеданса ВЭПП-4М.

структуре. Точность метода может быть высокой, она определяется шумовым разрешением системы диагностики и возможностью создания короткого локального искажения орбиты. Измеренные данные могут быть использованы для исследования гармонического состава поперечного импеданса. Частотная зависимость импеданса связи также может быть измерена путем варьирования длины сгустка.

Описанный метод был успешно применен для измерения азимутального распределения импеданса электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М. На рис. 8 приве-

дено измеренное распределение удельного взвешенного импеданса $\Delta\langle Z_{\perp}\beta\rangle/\Delta z$.

Заключение

Описание электромагнитных свойств вакуумной камеры ускорителей заряженных частиц с помощью частотно-зависимых импедансов связи широко используется для анализа взаимодействия пучка с элементами вакуумной камеры посредством индуцированных

электромагнитных полей. Поскольку вакуумная камера электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М имеет большое число неоднородностей, вносящих вклад в суммарный импеданс связи, расчет импедансов является весьма сложной и трудоемкой задачей.

Продольный и поперечный импеданс ВЭПП-4М исследовался экспериментально путем анализа движения пучка. Проведены оценки величин резистивного и реактивного импеданса связи ВЭПП-4М по результатам измерений различных физических эффектов. Разработан метод измерения локального поперечного импеданса, обеспечивающий лучшую чувствительность по сравнению с ранее используемыми. С помощью данного метода измерено азимутальное распределение импеданса ВЭПП-4М.

Список литературы

- [1] *Zotter B.W., Kheifets S.A.* Impedances and Wakes in High-Energy Particle Accelerators. World Scientific, Singapore, 1998. 405 p.
- [2] *Балбеков В.И.* Вычисление продольного импеданса связи циклического ускорителя с камерой сложной формы. Протвино: ИФВЭ, 1993.
- [3] *Куренной С.С.* // Физика заряженных частиц и атомного ядра. 1993. Т. 24. Вып. 3. С. 878–927.
- [4] *Chao A.* Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators. NY: Wiley, 1993. 372 p.
- [5] *Brandt D., Castro P., Cornelis K., Hoffmann A., Morpurgo G., Sabb G.L., Wenninger J., Zotter B.* // Proc. of PAC. 1995. P. 570.