

Исследование динамики пучка при пересечении бетатронных резонансов [1]

Влияние резонансов на динамику пучка представляет значительный интерес для физики циклических ускорителей. Пересечение пучком бетатронного резонанса в синхротроне или накопителе и происходящие при этом потери частиц или возмущение распределения пучка активно изучалось в различных ускорительных лабораториях [2–4]. Рассматриваемые процессы оказываются важны, например, при создании систем эффективного резонансного выпуска из ускорителей. В последние годы интерес к исследованию вопросов пересечения резонанса вырос в связи с интенсивной разработкой синхротронов FFAG (fixed-field alternating-gradient) [5] и колец-затухателей для линейных коллайдеров, в которых, из-за пространственного заряда и сильной нелинейности, затухание амплитуд колебаний частиц сопровождается сдвигом бетатронной частоты (до 0.1–0.2) и пересечением большого числа резонансов [6].

Экспериментальное изучение пересечения бетатронного резонанса $3\nu_y = 23$ было проведено на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М. Резонанс пересекался электронным пучком с различной скоростью. Сила резонанса изменялась с помощью отдельного повернутого секступольного магнита, в то время как нелинейный сдвиг бетатронных частот управлялся октупольными линзами. В процессе эксперимента измерялся ряд параметров, таких как скорость потерь частиц, размер пучка, поперечное распределение, фазовые траектории, амплитудно-зависимый сдвиг частот, и т.д.

Комплекс ВЭПП-4 оборудован средствами диагностики пучка, необходимыми для исследования нелинейного движения. Для регистрации когерентных поперечных колебаний пучка использовался электростатический пикап в пооборотном режиме с пространственным разрешением около 50 мкм. Потери частиц и “хвосты” распределения пучка измерялись сцинтилляционными счетчиками, вставленными в вакуумную камеру. Счетчики могут перемещаться с помощью шаговых двигателей с точностью не хуже чем 0.1 мм. Для измерения поперечных размеров и положения пучка использовались ПЗС-камеры с возможностью запуска от внешнего стартового импульса, временная погрешность – около 100 мкс. Для пооборотных измерений поперечного распределения пучка в течение десятков тысяч оборотов, был задействован уникальный прибор [7], основанный на многоанодном фотоумножителе R5900U-00-L16 HAMAMATSU. Этот прибор позволяет на каждом обороте регистрировать поперечный профиль пучка в 16 точках в течение 2^{17} оборотов пучка. На рис. 1 показан пример измерений профиля пучка за 120 оборотов.

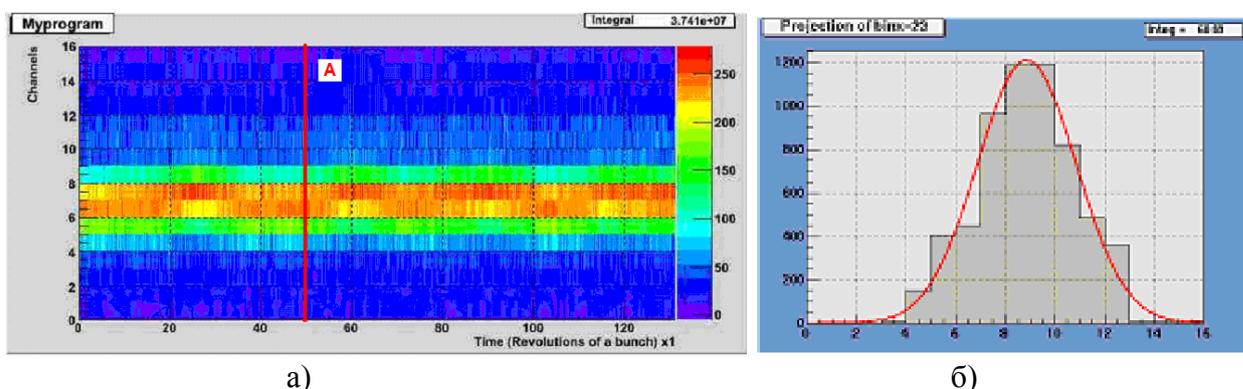


Рисунок 1 – Измерения вертикального профиля пучка в зависимости от номера оборота (а) и поперечное сечение с гауссовой аппроксимацией (б).

Для исследования фазовых траекторий когерентные бетатронные колебания возбуждались с помощью импульсного электромагнитного кикера. Для вертикального “удара” по пучку используется позитронный инфлектор, переведенный на более низкое,

по сравнению с режимом инжекции позитронов, рабочее напряжение. Для горизонтального “удара” был разработан специальный тиратронный генератор. В качестве кикера используются две пары пластин, которые не согласованы по волновому сопротивлению. Кроме того, они расположены с промежутком, поскольку размещенная между ними еще одна пара пластин используется для электростатического разведения электронного и позитронного пучков в паразитном месте встречи. Эти обстоятельства потребовали изготовления генератора с достаточно прямоугольным импульсом, который не подвергся бы значительному искажению на такой большой неоднородности. Воздействие на пучок осуществляется только магнитным полем за счет тока, протекающего в пластинах. Форма импульса кикера приведена на рис. 2.

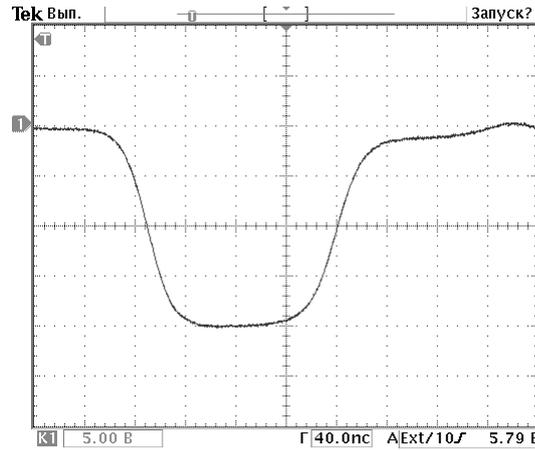


Рисунок 2 – Форма импульса электромагнитного кикера, используемого для возбуждения когерентных колебаний пучка на ВЭПП-4М.

Поведение системы вблизи одномерного нелинейного резонанса описывается гамильтонианом (в переменных “действие-фаза”)

$$H = \delta(\theta) \cdot I + \alpha_0 \cdot I^2 + A_n \cdot I^{n/2} \cos m\varphi, \quad (1)$$

где нелинейная зависимость частоты от амплитуды определяется коэффициентом α_0 , A_n описывает силу резонансного возмущения, а отстройка от точного значения резонансной частоты $\delta(\theta)$ зависит от “времени” – азимутального угла θ . В зависимости от параметра α_0 могут различаться два случая.

При $\alpha_0 \neq 0$ вокруг центральной устойчивой области резонанса образуются еще три дополнительных области (сепаратрисы). При медленном (адиабатическом) пересечении резонанса в эти резонансные “островки” захватываются частицы и, вместе с “островками” транспортируются на большие амплитуды, где могут погибнуть на ограничениях апертуры. Условие адиабатического пересечения связывает действие I_a (амплитуду) частицы, которая может быть захвачена в резонанс, со скоростью пересечения $v' = dv/d\theta$ как [8]

$$I_a > \left(\frac{v'}{2m\alpha_0 A_n} \right)^{1/n}. \quad (2)$$

Действительно, тонкая настройка нелинейности α_0 (с помощью октупольных линз) позволила получить три области устойчивости резонанса $3\nu_y = 23$. На рис. 3 приведена фазовая траектория внутри резонансных “островков”, построенная способом, описанным в [9], по данным поворотных измерений когерентных колебаний пучка.

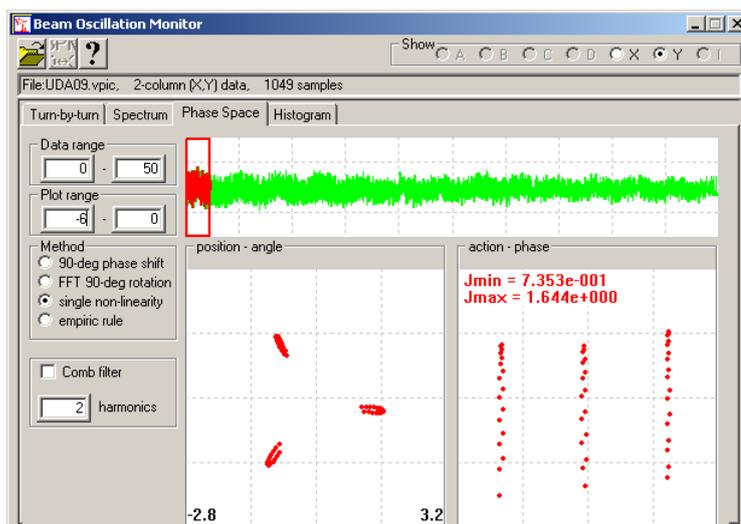


Рисунок 3 – Фазовая траектория частицы внутри резонансного островка в переменных (y, y') (слева) и переменных (I, ϕ) (справа)

Как предсказывает теория, процесс пересечения резонанса существенно зависит от скорости. При быстром пересечении не наблюдается ни изменения размера пучка, ни захвата частиц в сепаратрисы (рис. 4).

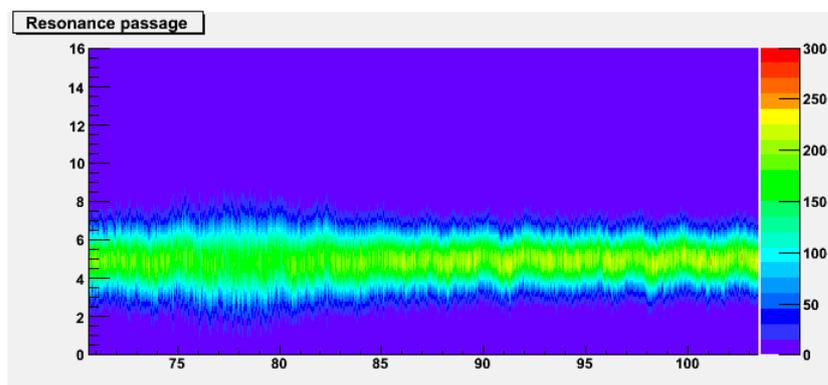


Рисунок 4 – Изменение частоты $\nu_y = 0.6608 \rightarrow 0.6717$; время изменения – 40 мс.

При уменьшении времени изменения частоты (рис. 5) наблюдается увеличение размера пучка непосредственно в момент пересечения и начальное затягивание частиц в резонанс.

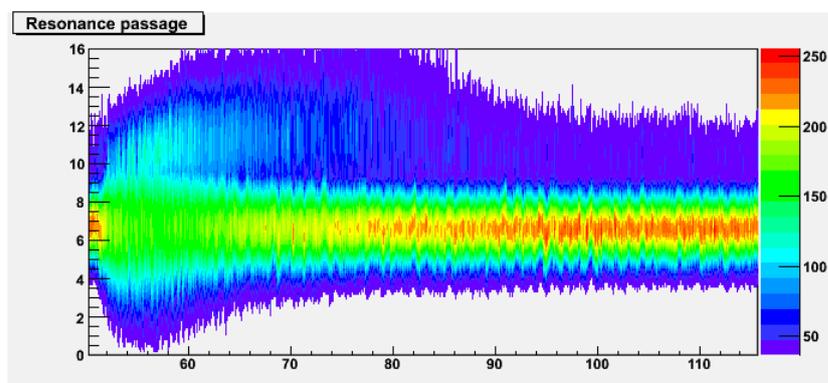


Рисунок 5 – То же, что на рис.4, но время изменения частоты – 0.3 с.

Но наиболее отчетливо затягивание частиц в сепаратрисы резонанса проявляется при еще большем замедлении перестройки частоты (рис. 6). Отчетливо виден захват части пучка в “островок” резонанса и его удаление от оси пучка.

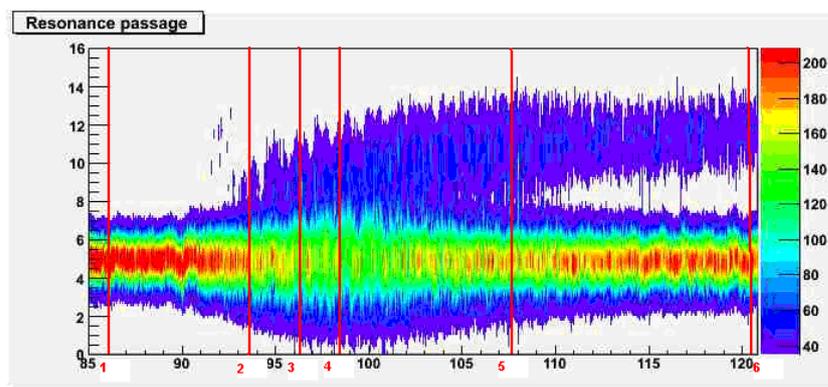


Рисунок 6 – Пересечение резонанса; время изменения частоты – 3 с.

Поперечное распределение пучка (аппроксимация функцией Гаусса) в различные моменты пересечения резонанса, соответствующие линиям сечения на рис. 6, показано на рис. 7.

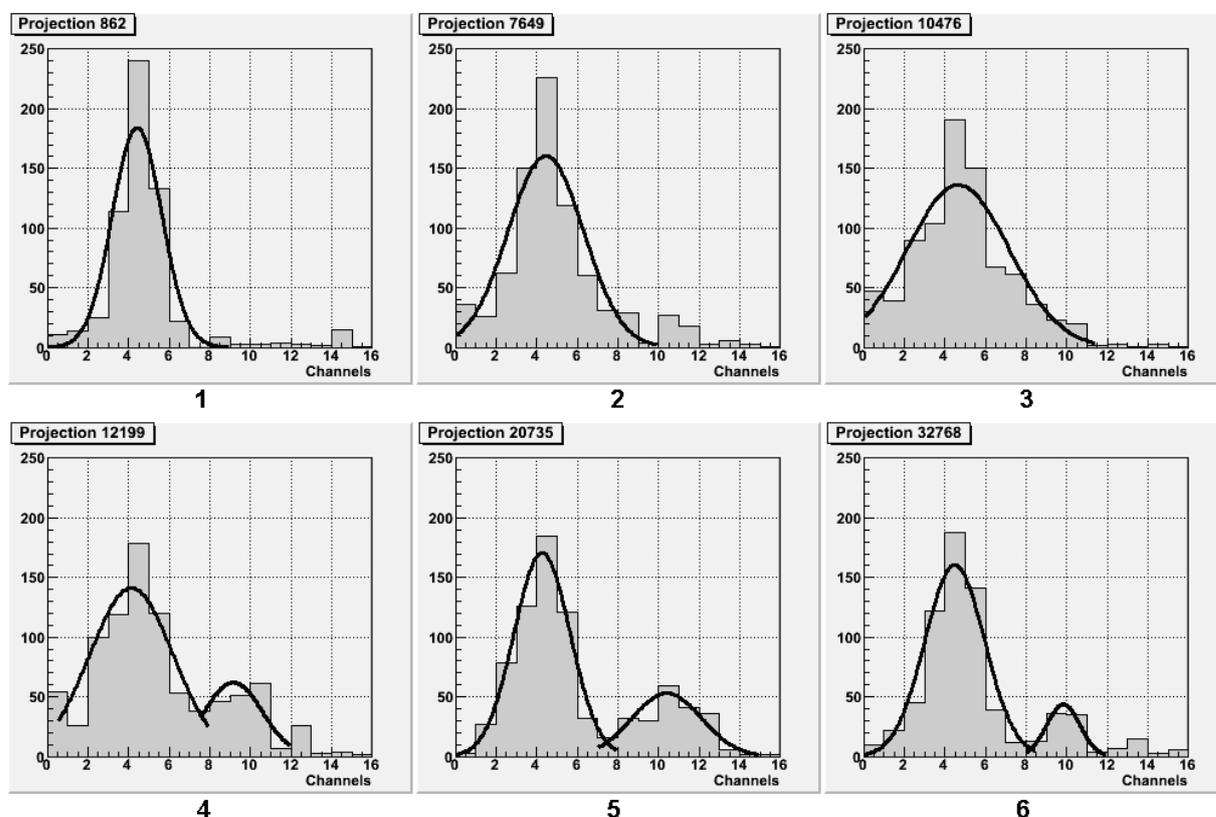


Рисунок 7 – Поперечное распределение плотности частиц в пучке, соответствующее моментам пересечения резонанса, отмеченным на рис. 15.

Качественно отличный случай пересечения резонанса имеет место при $\alpha_0 = 0$. При этом дополнительные области устойчивости не возникают, и в точности на резонансе траектории всех частиц в пучке неустойчивы. Очевидно, что в этом режиме пересечения захвата частиц в резонанс быть не может, а могут быть потери интенсивности в зависимости от скорости пересечения. Это свойство используется для резонансного выпуска частиц из ускорителя. Оценка скорости пересечения гарантирующей, что весь пучок будет потерян (выведен из вакуумной камеры ускорителя) – аналог условия адиабатичности – дает [8]

$$\frac{dv_y}{d\theta} \ll \frac{1}{8\pi} A_3^2 \cdot \varepsilon_y, \quad (3)$$

где A_3 – гармоника возмущения, а ε_y – эмиттанс пучка.

Режим с $\alpha_0 = 0$ был настроен с помощью октупольных линз. Измеренная фазовая траектория вблизи резонанса, измеренная с помощью вертикального когерентного удара, показана на рис. 8.

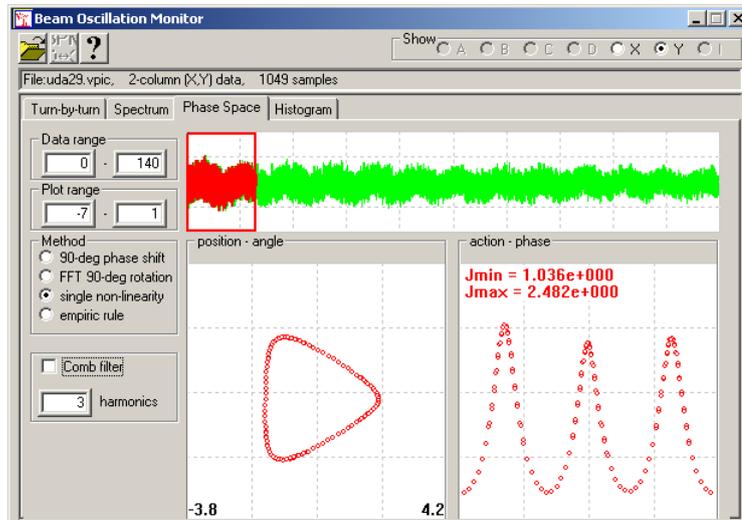


Рисунок 8 – Фазовая траектория вблизи резонанса третьего порядка при $\alpha_0 = 0$.

При пересечении резонанса потери частиц измерялись с помощью датчика синхротронного излучения и с помощью сцинтилляционного счетчика, вдвинутого по вертикали в вакуумную камеру. Характерная картина потерь при пересечении неустойчивого резонанса третьего порядка приведена на рис. 9. Потери частиц, измеренные датчиком синхротронного излучения, показаны на верхнем графике, измеренные сцинтилляционным счетчиком – на нижнем. Бетатронная частота изменялась в пределах $0.6687 \rightarrow 0.6653$ за 1 секунду. Изрезанная структура графика потери частиц связана, по-видимому, с нестабильностью (хотя и малой, порядка 10^{-4}) источников питания квадрупольных магнитов.

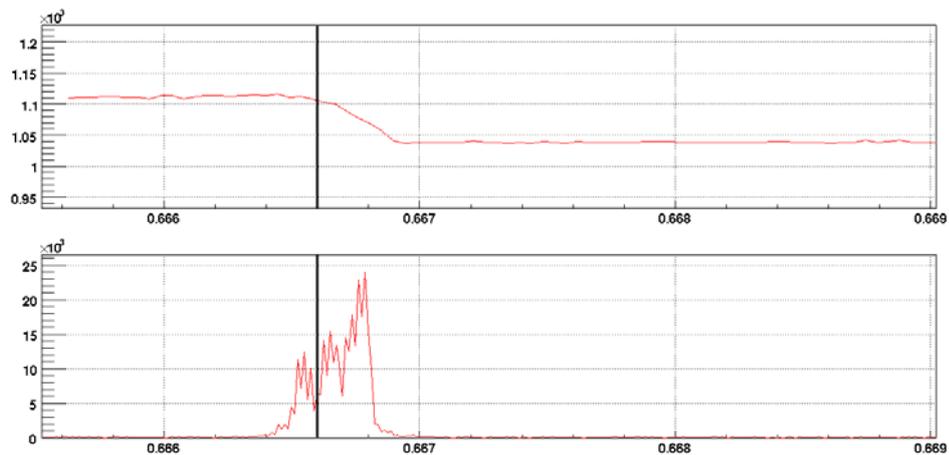


Рисунок 9 – Потери частиц, измеренные датчиком СИ (вверху) и сцинтилляционным счетчиком (внизу).

Теория, развитая в [8], позволяет построить график потерь частиц при пересечении резонанса третьего порядка для $\alpha_0 = 0$. В частности, теория предсказывает, что в зависимости от направления пересечения один из краев графика потерь должен иметь более резкий спад. И действительно, такое поведение наблюдалось экспериментально. На рис. 19 приведены графики измеренных и рассчитанных потерь частиц при пересечении неустойчивого резонанса третьего порядка за 1 секунду. Рис. 10а соответствует пересечению резонанса снизу вверх $\Delta\nu_y = 0.6653 \rightarrow 0.6685$, рис. 10б – сверху вниз $\Delta\nu_y = 0.6687 \rightarrow 0.6653$.

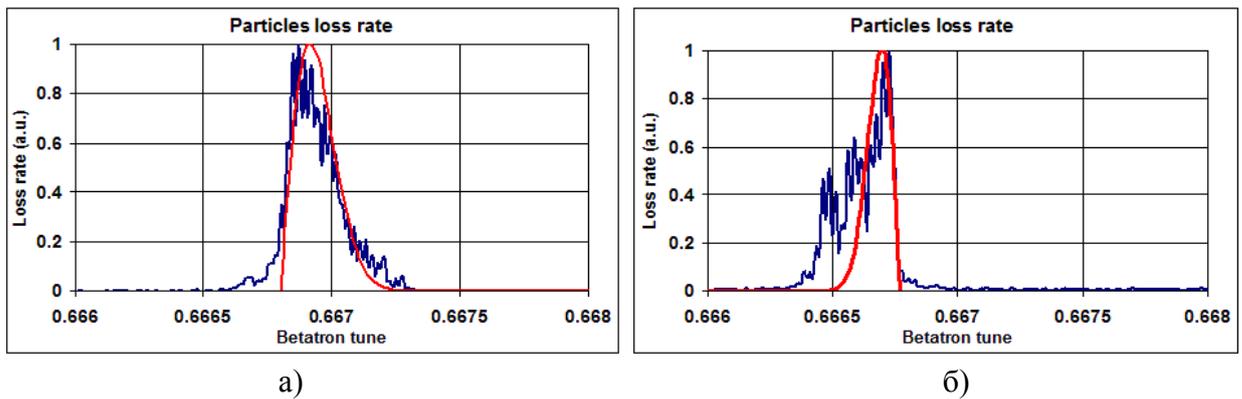


Рисунок 10 – Измеренные и рассчитанные потери частиц при пересечении снизу вверх $\Delta\nu_y = 0.6653 \rightarrow 0.6685$ (а) и сверху вниз $\Delta\nu_y = 0.6687 \rightarrow 0.6653$ (б).

Однако совпадение измеренной и рассчитанной зависимости потерь частиц при пересечении резонанса сопровождалось существенной разницей в абсолютной величине потерь. В качестве объяснения этого факта в настоящее время рассматривается наличие радиационного затухания (не учитываемого теорией) и остаточная нелинейность ($\alpha_0 \neq 0$) для частиц с большими амплитудами колебаний.

Измерение фазовых траекторий и динамической апертуры позволяет оценить типичную для наших экспериментов силу (величину гармоники) резонанса $3\nu_y = 23$ как $A_3 \sim 0.02 \div 0.07 \text{ мм}^{-1/2}$ (см. гамильтониан (1)). Skew-секступольная компонента поля, соответствующая рассматриваемому резонансу, может образовываться при повороте нормального секступольного магнита (компенсирующего натуральный хроматизм) вокруг оси пучка. Однако оценки силы резонанса дают нереально большое значение угла поворота – на порядок больше, чем это обеспечивает геодезическая выставка магнитов. Моделирование показывает, что величина гармоники skew-секступоля может объясняться наличием линейной бетатронной связи, определяющей вертикальный эмиттанс пучка $\varepsilon_y = \kappa \varepsilon_x$, где κ – коэффициент связи ($\sim 2 \div 4\%$ для ВЭПП-4М). При этом поворачивается не медианная плоскость магнита, а оси нормальных мод колебаний, причем угол поворота осей увеличивается за счет фактора $\sim (\nu_x - \nu_y - n)^{-1}$, учитывающего частотную отстройку от ближайшего резонанса связи. Для ВЭПП-4М с нецелой частью бетатронных частот $\nu_x = 0.56$, $\nu_y = 0.62$ этот фактор примерно равен 20.

Литература

1. Анчугов О.В., Блинов В.Е., Богомятков 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. C. Pellegrini, A.M. Sessler. Crossing of an incoherent integral resonance in the electron ring accelerator // NIM 84 (1970) pp. 109–116.
3. A. Chao, M. Month. Particle trapping during passage through a high-order nonlinear resonance // NIM 121 (1974) pp. 129–138.
4. G.N.Kulipanov, S.Popov, G.Tumaikin. Experimental study of particles loss in circular accelerator due to the nonlinear resonance passage // Proc. of All-Union workshop on particle accelerators, 1968, pp. 374–378.
5. S.Y.Lee. Emittance dilution in resonance crossing of FFAG accelerators // ICFA Beam Dynamics Newsletter No. 43 (2007) pp. 51–53.
6. E.Levichev, P.Piminov, D.Shatilov. Nonlinear beam dynamics with strong damping and

- space charge in the CLIC damping ring // Proc. of PAC 2009, Vancouver, 2009, TH6PFP093.
7. 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.
 8. S.Nikitin. Adiabatic theory of slow extraction of particles from a synchrotron // Proc. of EPAC 2006, Edinburgh, 2006, pp. 2119–2121.
 9. A.Kalinin, V.Smaluk. Turn-by-turn phase space diagram construction for nonlinear betatron oscillations // Proc. of DIPAC 1999, Chester, 1999, pp. 112–114.