

Препринт ЕФН-1013(63)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Р.В. ТУМАНЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕМПФИРОВАНИЯ КОЛЕБАНИИ
В СИЛЬНОФОКУСИРУЮЩЕМ УСКОРИТЕЛЕ
СПОНТАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

ЦНИИАтоминформ
ЕРЕВАН — 1987

Նախնաաղյա EՓՄ-1013 (63)-87

Ռ.Վ. ՔՈՒՄԱՆՅԱՆ

ԽԻՍՏ ԿԻՋԱԿԻՏՈՂ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉՈՒՄ ՏՍԱՆՈՒԽՆԵՐԸ
ԻՆՔՆԱԲԵՐ ԺԱՌԱԳԱՑՔՄԱՄԲ ՄԱՐԵԼՈՒ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒՅՑԱՆ ՄԱՍԻՆ

Դիտարկվում է համատեղ գործողության մազնիսներով խիստ կիզակիտող արագացուցիչում շառավղային տատանումների մարումը ինքնաբեր մառազայթման լրացուցիչ աղբյուրով: Հաշվարկված են տատանումների մառազայթային մարման գործակիցները և ստացված են մառազայթման աղբյուրի ընդլայնվածների վրա դրվող պայմանները, որոնց բավարարման լայքում տեղի ունի մարում: Ցույց է տրված, որ մարումը օնդուլյատորով հնարավոր է վերջինիս փոքր պարբերության, իսկ վիզելերով՝ մազնիսական դաշտի մեծ ինդուկցիայի դեպքում:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1987

ЕФІ

Препринт ЕФІ-1013(63)-87

УДК 621.384.6.01

Р.В. ТУМАНЯН

**О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕМПФИРОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ
В СИЛЬНОФОКУСИРУЮЩЕМ УСКОРИТЕЛЕ СПОНТАННЫМ
ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Рассматривается возможность демпфирования радиальных колебаний в сильнофокусирующем циклическом ускорителе (с магнитами с совмещенными функциями) с дополнительным источником спонтанного излучения. Вычислены декременты радиационного затухания колебаний и указаны ограничения на параметры источника излучения, при выполнении которых возможно демпфирование. Показано, что демпфирование ондулятором возможно при малых периодах ондулятора, а вигглером - при высокой индукции магнитного поля.

Ереванский физический институт

Ереван 1987

Preprint EΦM-1013(63)-87

R.V. TUMANIAN

ON THE POSSIBILITY OF OSCILLATION
DAMPING IN STRONG-FOCUSING ACCELERATOR
BY SPONTANEOUS RADIATION

The possibility of oscillation damping in strong-FOCUSING accelerator (with combined function magnets) by means of additional source of spontaneous radiation is considered. The decrement of radiation damping of oscillations is calculated and the conditions of damping imposed on the radiation source parameters are given. It is shown that damping by an undulator is possible at low cycles of the latter, and by a wiggler - at high magnetic field densities.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1987

В сильнофокусирующих ускорителях с магнитами с совмещенными функциями (магниты одновременно поворачивают и фокусируют пучок) радиационное затухание радиальных колебаний отсутствует (коэффициент радиационного затухания Γ_z отрицателен). Для устранения радиационной раскачки колебаний предложено несколько способов демпфирования [1], которые основаны на создании связи радиальных колебаний с колебаниями по другим степеням свободы. Эти способы демпфирования обеспечивают затухание радиальных колебаний, но при этом ухудшается затухание той степени свободы, с которой создается связь.

В методе резонансной γ - Z связи создается связь между радиальными и вертикальными колебаниями. Выбором расстройки и силы резонанса можно добиться положительности коэффициента затухания Γ_z . Но поскольку в этом методе Γ_z получается пропорциональным коэффициенту расширения орбит \propto [1], который в сильнофокусирующем ускорителе много меньше единицы, то установившаяся амплитуда радиальных колебаний и время релаксации к ней будут большими.

Демпфирования радиальных колебаний можно добиться также

введением радиально-фазовой связи. Однако при этом уменьшается декремент затухания фазовых колебаний, поэтому потери частиц из-за фазовых колебаний увеличатся.

В настоящей работе рассматривается возможность применения дополнительного спонтанного излучения ускоренных в ускорителе частиц для демпфирования радиальных колебаний. Вычислены декременты затухания колебаний всех степеней свободы в циклическом сильнофокусирующем ускорителе с совмещенными функциями магнитов при наличии в свободных промежутках ускорителя источника спонтанного излучения с поперечно-однородными полями. Произведен сравнительный анализ некоторых источников излучения с точки зрения демпфирования радиальных колебаний. Указаны условия на параметры источника излучения, необходимые для демпфирования радиальных колебаний.

Наибольшей мощностью излучения при данном магнитном поле обладают источники излучения с полями, поперечными скорости частицы (ондулятор и синхротрон). Например, мощность излучения в продольном поле H_{\parallel} будет в $\sqrt{\epsilon} \ll 1$ раз ($\sqrt{\epsilon}$ - расходимость пучка) меньше, чем в источнике с поперечным магнитным полем. Поэтому мы будем рассматривать демпфирование в периодических магнитных системах, поля которых выбраны так, чтобы не возмущали орбиту ускорителя. При этом поля источника излучения полагаются однородными по поперечному сечению, т.е. не зависящими от расстояния до оси (или плоскости) ондулятора или синхротрона.

При пролете частицы через периодическую магнитную систему под небольшим углом к оси частица совершает колебания вокруг направления, определяемого углом влета и параметрами системы [3,4]. Если влияние источника на угол пролета скомпенсировано

то излучение будет распространяться по касательной к орбите данной частицы в ускорителе. Сила реакции излучения в этом случае не отличается от силы реакции синхротронного излучения [1,2] и полная сила равна

$$\vec{F} = \frac{W}{c^2} \vec{V},$$

где W - полная мощность излучения, а \vec{V} - скорость частицы, движущейся по данной орбите ускорителя. Поэтому наличие дополнительного источника излучения с мощностью излучения W_g увеличивает сумму декрементов радиационного затухания радиальных и фазовых колебаний частицы с энергией E [2]

$$\Gamma_r + \Gamma_\varphi = \frac{3}{2E_s} (W_c + W_g), \quad (1)$$

где W_c - мощность синхротронного излучения. Индекс s здесь и ниже означает равновесную частицу.

Для определения отдельно Γ_r и Γ_φ выведем фазовое уравнение с учетом W_g . Обычным образом, (см. например [2]), исходя из определения фазы

$$\dot{\varphi} = q\omega_s \alpha \frac{\Delta E}{E_s}, \quad (2)$$

нетрудно получить фазовое уравнение с учетом W_g :

$$\ddot{\varphi} + \frac{\dot{E}_s}{E_s} \dot{\varphi} - \frac{q\omega_s \alpha}{E_s L_s} e c V_0 (\cos \varphi - \cos \varphi_s) + \frac{4\omega_s \alpha}{E_s} W_{cs} \left(2 \frac{\Delta E}{E_s} + (1-2n) \frac{z/\rho}{E_s} \right) (W_{Bs} \frac{z}{\rho} + (W_g - W_{Bs})) = 0, \quad (3)$$

где использованы обозначения из [2]. Последний член в этом уравнении является следствием наличия W_g . Учитывая, что мощность излучения квадратично зависит от энергии излучающей частицы [5], в линейном по $\frac{\Delta E}{E_s}$ приближении можно запи-

сать

$$W_{\phi} - W_{E_S} = W_{E_S} \cdot 2 \frac{\Delta E}{E_S} .$$

Считая, как обычно [1,2], $\tau = \Psi \frac{\Delta E}{E_S}$ и воспользовавшись (2), уравнение (3) можно преобразовать к виду

$$\ddot{\Psi} + 2 \left(\Gamma_{\phi} + \frac{E_S}{2E_S} \right) \dot{\Psi} - \frac{q\omega_S \text{esc} V_0}{E_S v_S} (\cos \Psi - \cos \Psi_S) = 0 , \quad (4)$$

где

$$\Gamma_{\phi} = \frac{1}{2E_S} \left(2 \langle W_{cs} + \langle W_{E_S} \rangle \rangle + \langle (1-2n) \frac{\Psi}{\rho} \rangle W_{cs} \right) .$$

Здесь уже произведено усреднение по быстрым бетатронным колебаниям (треугольные скобки) и учтено $\frac{\Psi}{\rho} W_{E_S} = 0$ (по скальру $W_{E_S} \neq 0$ в свободных промежутках, где $\rho^{-1} = 0$). Таким образом, декремент затухания фазовых колебаний возрастает на величину

$$\Delta \Gamma_{\phi} = \frac{\langle W_{E_S} \rangle}{E_S} \quad (5)$$

Из (1) с учетом (5) получим декремент затухания радиальных колебаний

$$\Gamma_{\tau} = \Gamma_{\tau 0} + \frac{1}{2} \Delta \Gamma_{\phi} ,$$

где $\Gamma_{\tau 0}$ - декремент затухания без дополнительного источника излучения. В сильнофокусирующих ускорителях с магнитами с совмещенными функциями $\Gamma_{\tau 0}$ отрицателен [1,2]

$$\Gamma_{\tau 0} = - \frac{W_{cs}}{2E_S} (1 - \alpha) ,$$

где

$$W_{cs} = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 c^3} H_{\text{чск}}^2 \chi_S^2 . \quad (6)$$

Аналогично из уравнения вертикальных колебаний получается

$$\Gamma_z = \Gamma_{z0} + \frac{1}{2} \Delta \Gamma_{\Phi} .$$

Таким образом, при наличии дополнительного источника излучения все декременты возрастают. Для демпфирования радиальных колебаний W_{β} надо выбрать так, чтобы Γ_z стало положительным

$$\langle W_{\beta s} \rangle > W_{cs}$$

Это условие означает, что потери энергии $\Delta W_{\beta s}$ из-за дополнительного излучения на длине ℓ должны быть больше, чем потери на синхротронное излучение ΔW_{cs} за время обращения по орбите длиной L_s :

$$\Delta W_{\beta s} > \Delta W_{cs} . \quad (7)$$

Рассмотрим возможность применения периодической магнитной структуры для демпфирования.

Спектр и мощность излучения в периодической магнитной структуре с амплитудой индукции поля B_g и периодом λ_0 зависят от величины параметра $q = \frac{e B_g \lambda_0}{2\pi m c^2 \epsilon}$. Здесь $\epsilon = 1$ для спиральной и $\epsilon = \sqrt{2}$ - для плоской структуры. При $q \ll 1$ будет излучаться, в основном, первая гармоника с частотой [6]

$$\nu = \frac{4\pi c}{\lambda_0} \frac{\gamma_s^2}{1 + \gamma_s^2 \vartheta^2 + q^2} ,$$

которая сильно зависит от угла излучения ϑ . Мощность излучения этой гармоники равна [7]

$$W_{\beta s} = \frac{2}{3} z_e K^2 m c^3 \frac{q^2}{(1+q^2)^2} \gamma_s^2 ,$$

где $K = 2\pi/\lambda_0$, $z_e = e^2/mc^2$ - классический радиус частицы с зарядом e и массой m . Максимальная мощность осциляторного

излучения получается при $q = q_{\max} = 1$. В этом случае потеря энергии частицей за один пролет индуктора длиной ℓ равна

$$\Delta W_{\text{вс}} = \frac{2}{3} r_e \ell k^2 m c^2 \gamma_s^2 / 4.$$

При данном ℓ единственным свободным параметром остается k . Поэтому из условия демпфирования (7) и с учетом потерь энергии на синхротронное излучение за оборот [1]

$$\Delta W_{\text{св}} = \frac{8\pi^2}{3} \frac{e^2}{L_s} \gamma_s^4$$

нетрудно получить условие, которому должен удовлетворять период индуктора для демпфирования радиальных колебаний

$$\lambda_0 < \lambda_{\text{кр}} \equiv \frac{\sqrt{L_s \cdot \ell}}{2\gamma_s} \quad (8)$$

В wigglерах ($q \gg 1$) начинает играть роль также и высокие гармоники излучения, и спектр излучения становится похожим на спектр синхротронного излучения. В приближении однородной вдоль орбиты индукции магнитного поля B_0 каждого из магнитов wigглера потери энергии в wigглере длиной ℓ равны

$$\Delta W_{B_0} = \frac{2}{3} r_e^2 B_0^2 \ell \gamma_s^2.$$

Исходя из (7) и используя (6), получим условие на индукцию в wigглере

$$B_0 > B_{\text{кр}} \equiv B_{\text{уск}} \sqrt{L_s / \ell}, \quad (9)$$

где $B_{\text{уск}}$ - индукция магнитного поля ускорителя.

При выполнении условий (8) или (9) декремент радиационного затухания радиальных колебаний Γ_r становится положительным и амплитуда радиальных колебаний ограничивается величиной ,

определяемой квантовой раскачкой и Γ_2 . Очевидно, что для компенсации потерь на дополнительное излучение необходимо или поднять мощность ускоряющей ВЧ системы, или уменьшить максимальную энергию ускорения.

Демпфирование ондулятором связано с созданием ондулятора с очень малым периодом. Например, демпфирование в тиратронном водородном ускорителе ($\gamma = 10^4$) с $L_s = 150$ м ондулятором длиной 3 м возможно, если период ондулятора меньше, чем

$\lambda_{кр.} = 0,75$ мм. Демпфирование же витглером требует создания мощных магнитов с индукцией порядка несколько десятков кГс. Например, при $V_{уек.} = 8$ кГс и $L_s/\ell = 50$, для B_g получается значение 56 кГс. Возможность получения индукции магнитного поля порядка 50 кГс в витглере, предназначенном для уменьшения поперечного эмиттанса и времени затухания в РЕР, рассмотрено в [8]. Аналогичное применение витглера было предложено также и для LEP [9].

В заключение автор выражает благодарность Симониану Х.А. за стимулирующий интерес к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М.: Физматгиз, 1962.
2. Хейфец С.А. Электронный синхротрон. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1963.
3. Gevorgyan L.A. and Tumanyan R.V. Dynamics and Radiation of a Charged Particle at Inclined Passage through the Undulator Rad. Effects, 1986, vol.91, 283-286.
4. Геворкян Л.А., Туманян Р.В. Влияние наклонности пролета заряда через ондулятор на спектральные характеристики ондуляторного излучения. Известия АН АрмССР, Физика, 1986, № 1.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М.: Наука, 1975.
6. Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г. Труды ФИАН СССР, 1975, т.80, с.100-124.
7. Motz H. Application of the Radiation from Fast Electrons J.Appl.Phys., 1951, vol.22, p.527.
8. Wiggler Magnets, ed. by H.Winnick and T.Knight, SSRP Report 1977, No.77/05.
9. LEP Design Report, vol.II, Report CERN-LEP/84-01, (1984).

Рукопись поступила 27 августа 1987 г.

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

Р.В.ТУМАНЯН

**О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕМОНСТРАЦИИ КОЛЕБАНИЙ В СИЛЬНОФОКУСИРУЮЩЕМ
УСКОРИТЕЛЕ СПОНТАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

Редактор И.П.Мушьян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 17/ХП-87г. ВФ-09501 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,5 Тираж 299 экз. Ц. 8 к.

Зак.гил. 757

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маркаряна 2



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ