

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3003/82

28/VI-82

P9-82-175

П.Ф.Белошицкий, Э.А.Перельштейн, Б.Г.Щинов

МОДЕЛИРОВАНИЕ
РАДИАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЬЦАХ

Направлено в "Журнал технической физики"

1982

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена численному моделированию азимутальной /продольной/ неустойчивости кольцевого заряженного пучка в свободном пространстве, называемой радиационной неустойчивостью^{/1/}. Особенный интерес к этой неустойчивости проявляется в связи с разработкой коллективного метода ускорения ионов электронными кольцами.

Изменение основных величин, характеризующих пучок /энергетического разброса, средней частоты и радиуса обращения частиц/, изучалось численно на ЭВМ в работах^{/2,3/}. Моделирование проводилось для достаточно ограниченного интервала времени, так что по полученным результатам трудно судить об асимптотическом поведении колец. Метод исследования неустойчивости^{/2,3/}, основанный на численном интегрировании системы нелинейных дифференциальных уравнений, ограничивал число учитываемых фурье-гармоник возмущения. Это ограничение представляется существенным, так как линейный инкремент радиационной неустойчивости растет с увеличением номера гармоники.

Используемый в данной работе метод крупных частиц и сеточная методика для вычисления собственных полей снимают ограничения на число гармоник возмущения и позволяют проследить развитие неустойчивости вплоть до выхода на асимптотический режим. В результате вычисляются асимптотические значения величин, характеризующих неустойчивость, и исследуется их зависимость от начального состояния пучка.

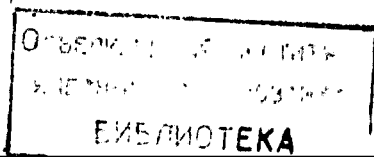
ДИНАМИКА НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Одномерное азимутальное движение частиц электронного кольца радиуса r_0 с релятивистским фактором γ /считаем $\beta=1$ / описывается системой уравнений^{/4/}:

$$\frac{d\xi_k}{d\tau} = \zeta_k, \quad \frac{d\zeta_k}{d\tau} = \frac{1}{N} \sum_n \bar{Z}(\xi_k - \xi_n),$$

/1/

$$\bar{Z}(\psi) = \frac{c}{4\pi} Z(\psi) = \frac{c}{4\pi} \sum_n Z_{n, n\omega_0} e^{in\psi}$$



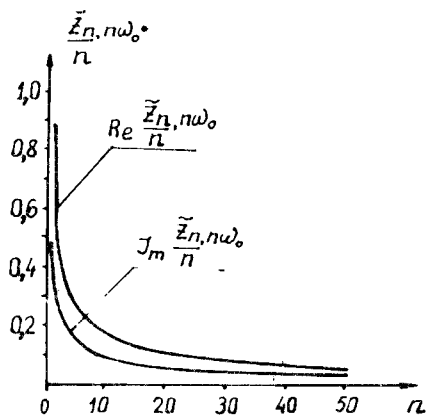


Рис.1. Зависимость $\tilde{Z}_{n,n\omega_0}/n$ от n для кольца в свободном пространстве.

Здесь N - число крупных частиц /если N_e - число электронов в кольце, то одной крупной частице соответствует N_e/N электронов/; $Z_{n,n\omega_0}$ - импеданс кольцевого пучка. Кольцо считается достаточно тонким, таким, что размер его сечения a удовлетворяет условию $M \ll \gamma \frac{1-a}{a}$, M - максимальный номер рассматриваемых гармоник возмущений*.

Система уравнений /1/ описывает развитие неустойчивости в нерезонансном случае, когда импеданс $Z_{n,n\omega_0}$ не имеет особенностей вблизи $\omega_n = n\omega_0$. Зависимость импеданса кольца в свободном пространстве от номера гармоники n , построенная по формулам работы /2/, показана на рис.1. Безразмерные переменные ξ, ζ выражаются через азимутальную координату ϕ и скорость ω :

$$\xi = \phi - \omega_0 t, \quad \zeta = \frac{1}{\chi} \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}, \quad \tau = \chi \omega_0 t, \quad \chi = \left(-\frac{2\nu}{\gamma} \eta\right)^{1/2}, \quad /2/$$

где ω_0 - средняя частота обращения частиц в начальный момент времени: $\eta = \left(\frac{\epsilon}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial \epsilon}\right)_{\omega=\omega_0}$ /в этой работе мы считаем $\eta < 0$, имея в виду слабофокусирующее магнитное поле /; $\nu = \frac{N_e e^2}{2\pi \epsilon_0 m c^2}$ - параметр Будкера. Для типичных параметров электронных колец в коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ $\chi \approx 0,06^{1/5}$. Одномерное рассмотрение остается справедливым до тех пор, пока выполняются условия

$$\zeta, (\zeta^2)^{1/2} \ll \frac{1}{\chi}, \quad \bar{\zeta} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \zeta_k, \quad \bar{\zeta}^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\zeta_k - \bar{\zeta})^2. \quad /3/$$

Пороговое условие возбуждения гармоники с номером n в линейной теории неустойчивости имеет вид /5/

$$\bar{\zeta}_{пор,n}^2 \leq \frac{|Z_n|}{n}. \quad /4/$$

* Влияние числа учитываемых гармоник на результаты моделирования обсуждается в приложении II.

Метод решения системы уравнений /1/ кратко изложен в приложении I. Отметим только, что при рассмотрении неустойчивости моделировали кольцо 15000 крупных частиц и ограничились рассмотрением 50 первых гармоник возмущения /ограничение $M=50$ обусловлено приведенным выше требованием малого изменения поля по сечению по сравнению с изменением в продольном направлении/. Исследования процесса развития неустойчивости были проведены в широком интервале значений начального энергетического разброса в кольце $\zeta^2(0) = 0 \div 10 \zeta_{пор,1}^2$ для трех типов условий:

I - квазиравномерное распределение возмущений по спектру, когда амплитуды 10, 20, 30, 40, 48, 50 гармоник примерно равны между собой и значительно больше амплитуд других гармоник;

II - амплитуда первых пяти гармоник спадает по закону $1/n$;

III - в спектре выделена /например, за счет внешней модуляции/ одна гармоника /в данной работе первая/, амплитуды остальных гармоник значительно меньше.

В качестве одного из средств контроля за результатами счета использовалось равенство

$$\bar{\zeta}(\tau) = \bar{\zeta}(0) + 2 \sum_{n=1}^M \text{Re} \tilde{Z}_{n,n\omega_0} \int_0^\tau |\lambda_n(x)|^2 dx, \quad /5/$$

$$\lambda_n = \int f_n(\omega, t) d\omega = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N e^{-in\phi_k}.$$

Погрешность в /5/ в различных вариантах составляла к концу счета / $\tau \sim 10$ / примерно 2,5%. Отметим, что реализованный в программе способ вычисления интеграла в /5/, основанный на квадратурной формуле 2-го порядка, определялся требованием максимального быстродействия работы программы, поэтому фактическая погрешность безусловно меньше указанной выше.

Рассмотрим неустойчивость моноэнергетического пучка, $\zeta^2(0) = 0$. В процессе развития неустойчивости проследим за изменением среднеквадратичного разброса в кольце $\bar{\zeta}^2$ функцией распределения частиц по скоростям, безразмерной энергией поля /5/ $W = \sum_{n=1}^M W_n$ и ее спектральной плотностью $W_n = 2 \frac{\text{Im} \tilde{Z}_{n,n\omega_0}}{n} |\lambda_n|^2$, усредненной по времени, значительно большему периоду осцилляции.

На начальной стадии неустойчивости в соответствии с результатами линейной теории /5/ происходит экспоненциальный рост возмущенных величин. Высокие гармоники нарастают быстрее /для гармоники с номером n линейный инкремент продольной неустойчивости кольца в свободном пространстве /2/ $\gamma_L^n \sim n^{2/3}$ / и насыщаются раньше. На функции распределения частиц по скоростям при всех трех типах начальных условий образуется провал /рис.2а/. Полевая энергия /рис.3/ на этой стадии неустойчивос-

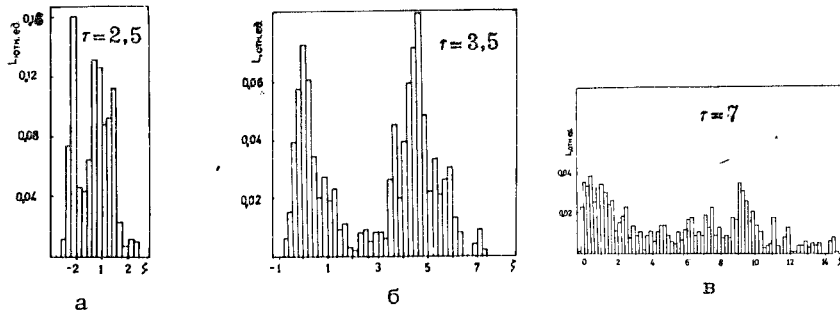


Рис.2. Распределение частиц по скоростям при развитии неустойчивости моноэнергетического пучка.

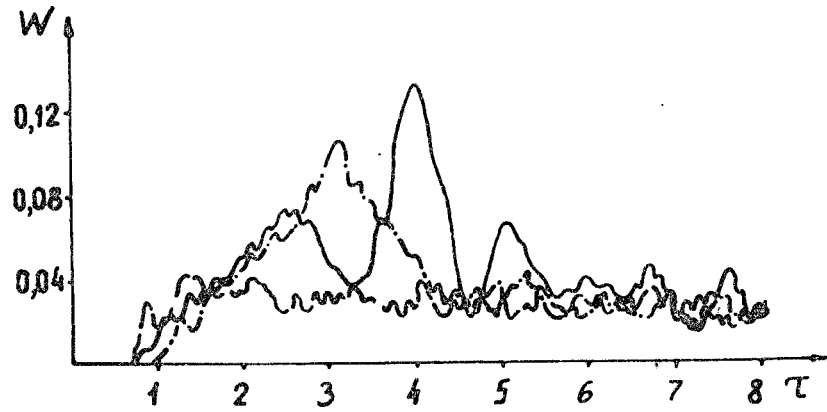


Рис.3. Изменение энергии поля W со временем для кольца с $\zeta^2(0) = 0$. Штриховая линия - начальные условия типа I, штрихпунктирная - типа II, сплошная - типа III.

ти заключена в основном в высших гармониках /рис.4а/. Время перехода неустойчивости в нелинейный режим определяется начальными величинами амплитуд возмущений /в первую очередь гармоник с большими номерами n / и при $E_n(\tau=0) \approx 0,001 E_n^{\max}$ составляло $\Delta \tau = 1,5 \div 2,0 - 2(\gamma_L^1)^{-1} - 30(\gamma_L^{50})^{-1}$

Эволюция функции распределения пучка на нелинейной стадии неустойчивости зависит от начальных условий. Если пучок вначале был промодулирован на одной гармонике, то происходит его

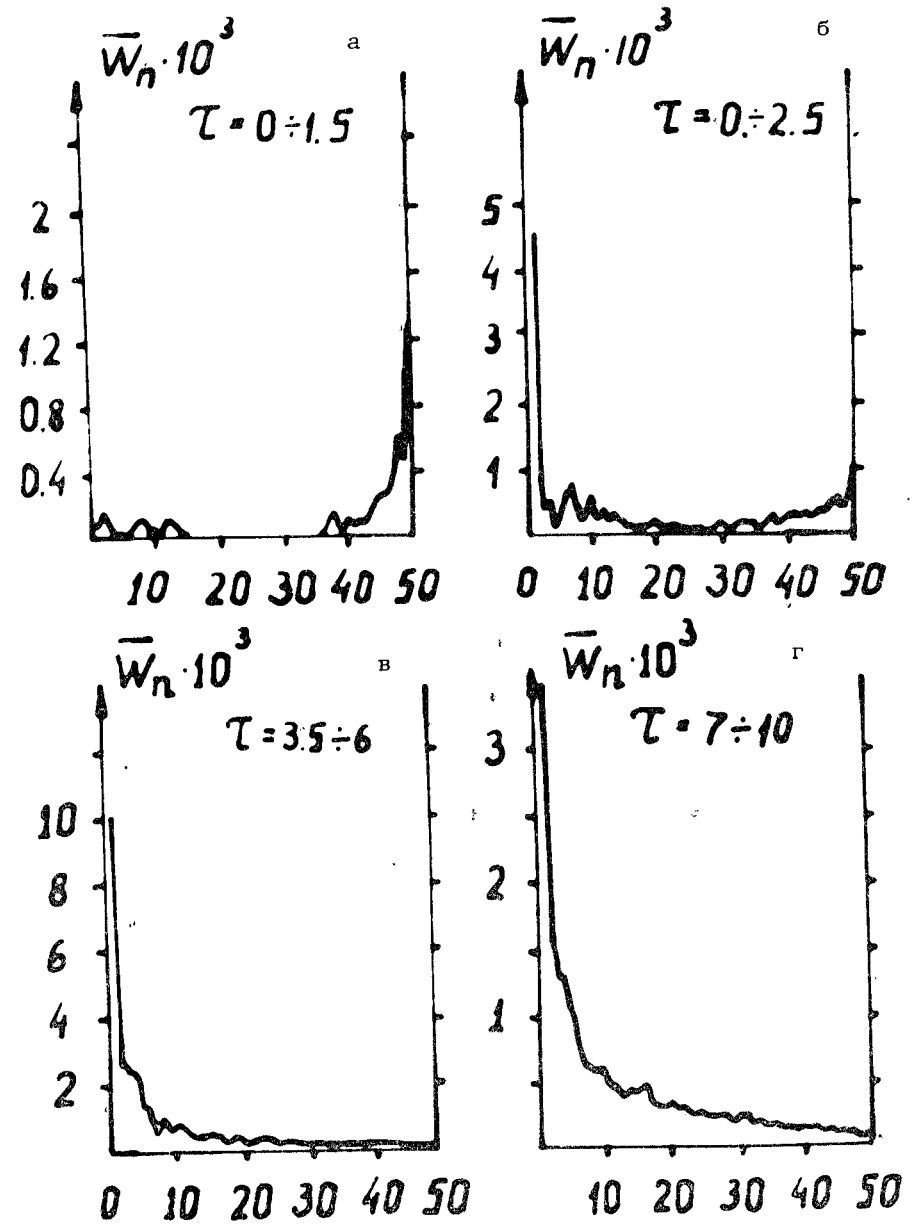


Рис.4. Усредненные спектры энергии поля при неустойчивости с $\zeta^2(0) = 0$. Промежуток времени, в течение которого производилось усреднение, указан на рисунке.

разбиение на два сгустка, которые в дальнейшем разрушаются /рис.2б,в/. Этот процесс аналогичен наблюдавшемуся ранее при развитии неустойчивости в одномодовом режиме /4/. При других начальных условиях /в спектре несколько гармоник/ происходит уширение кольца без деления на сгустки.

Как видно из рис.3, на стадии развитой неустойчивости происходит некоторое уменьшение энергии поля и ее асимптотическое значение $W_\infty = W(\tau=10) \approx 0,02$ практически не зависит от начальных условий. Одновременно происходит перекачка энергии по спектру из высших гармоник в низшие /рис.4б-г/.

При изучении продольной неустойчивости кольцевого пучка с отличным от нуля начальным энергетическим разбросом прежде всего обращает на себя внимание следующий факт: развитие неустойчивости происходит в основном за счет высших гармоник, тех, которые согласно результатам линейной теории являются допороговыми. Этот результат наблюдался как при $\zeta^2(0)=0,2$ /пороговое значение для 10-й гармоники/, так и при $\zeta^2(0)=0,8$ /пороговое значение для 2-й гармоники $\zeta_{пор,2}^2=0,56$, так что согласно линейной теории возбуждаться может только 1-я гармоника/ и не зависел от типа начальных условий. Вначале /в согласии с предсказанием линейной теории/ амплитуды возмущений высоких гармоник начинают уменьшаться. Однако уже через $\Delta\tau \sim 0,1$ знак декремента меняется на противоположный и происходит их быстрое возбуждение /рис.5/.

В дальнейшем развитие неустойчивости носит сходный со случаем $\zeta^2(0)=0$ характер, хотя в целом она протекает значительно слабее - меньшими оказываются амплитуды возмущенных величин на нелинейной стадии, значительно медленнее растет и энергетический разброс в кольце. Асимптотическое значение энергии поля W оказывается практически независимым от величины начального разброса в пучке / $\zeta^2(0)=0,1; 0,2$ и $0,8$ на рис.6а-6в соответственно/ и примерно в 4 раза меньше, чем в случае $\zeta^2(0)=0$. Сходная зависимость уровня возбуждаемых при развитии неустойчивости полей от начального разброса в кольце наблюдалась при экспериментальном изучении продольной неустойчивости /8/.

Временное изменение спектральной плотности энергии W_n носит такой же характер: вначале энергия поля в основном заключена в высших гармониках, с выходом неустойчивости на нелинейный режим происходит эффективная перекачка энергии из высших гармоник в низшие /рис.7а,б,в/. Для того чтобы проверить, является ли распределение энергии по спектру /типа изображенных на рис.4г, 7в/ асимптотическим, один из вариантов / $\zeta^2(0)=0,8$, начальные условия типа 1/ был рассчитан до $\tau=18$. Сравнение распределений $\bar{W}_n = \frac{1}{3} \int_{\tau=7}^{\tau=10} W_n(t') dt'$ /рис.7в/ и $\bar{W}_n = \frac{1}{4} \int_{\tau=10}^{\tau=14} W_n(t') dt'$ /рис.7г/ показывает, что изображенный спектр можно считать

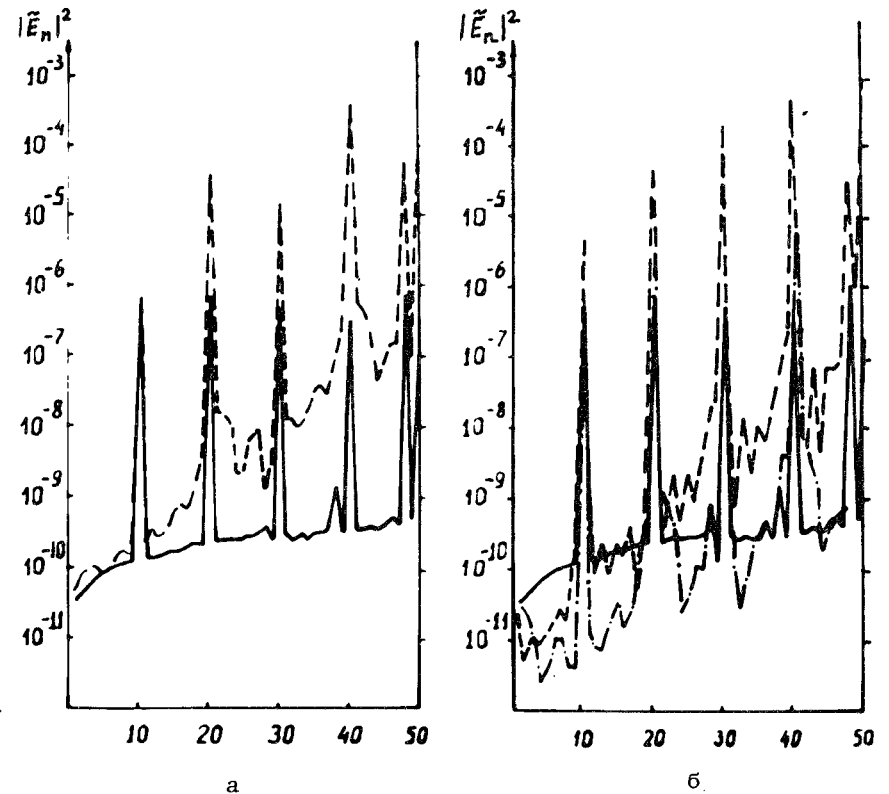
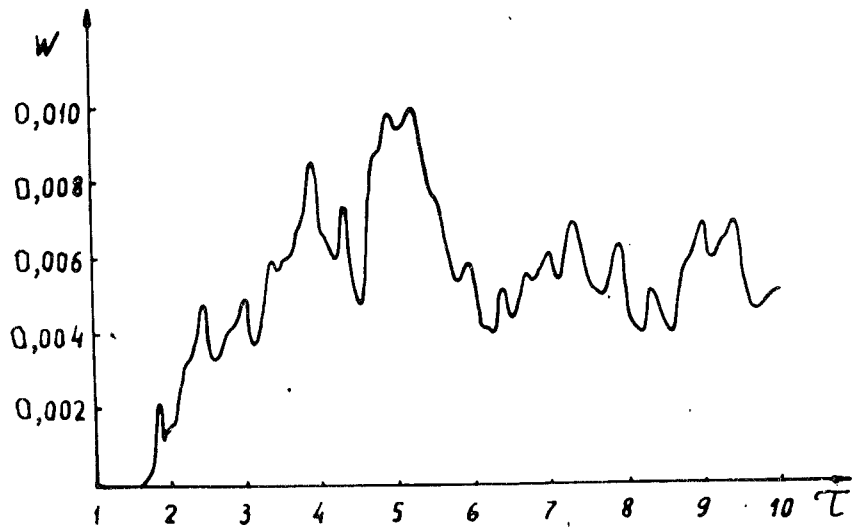
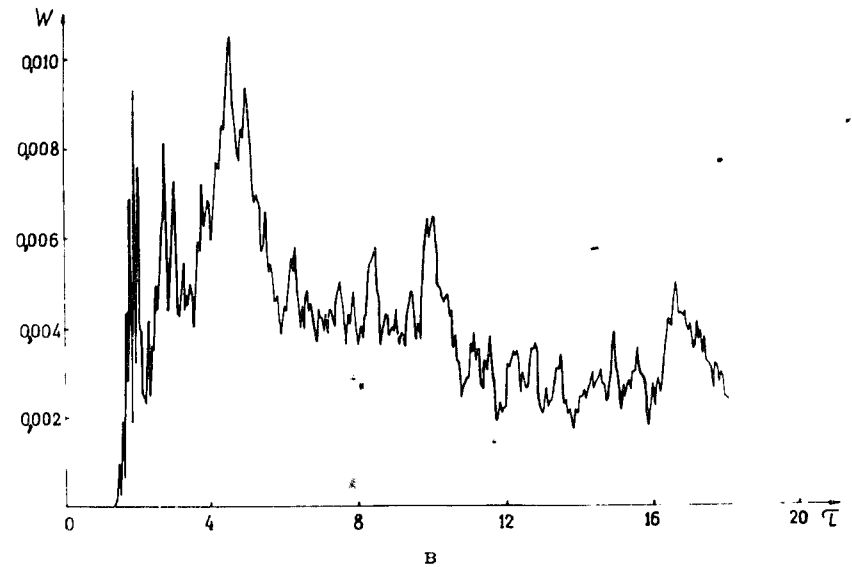


Рис.5. Зависимость амплитуды гармоники поля от ее номера на начальной стадии неустойчивости. Сплошная линия - $\tau=0$; штрихпунктирная - $\tau=0,5$; штриховая - $\tau=1,0$: а/ $\zeta^2(0)=0,2$; б/ $\zeta^2(0)=0,8$.

установившимся. Аналогично асимптотическим /и не зависящим от величины начального разброса и начальных условий/ является распределение глубины модуляции $|\lambda_n|^2$ по гармоникам /рис.8а,б/. Как было отмечено в работе /8/, зависимость ВЧ сигнала от частоты качественно повторяет кривую $Z_n(n)$. Согласно соотношению $E_n = \frac{eN_0}{\pi r_0^2} Z_{n,n\omega_0} \lambda_n$ это возможно, если все величины λ_n приблизительно одинаковы. Как видно из рис.8, именно такая ситуация наблюдается на стадии развитой неустойчивости. На рис.9 показана зависимость энергетического разброса в кольце от времени, вычисленного по формуле /3/ для пучка с $\zeta^2(0)=0,8$. Как видно из рисунка, темп его роста не падает с течением времени.



a



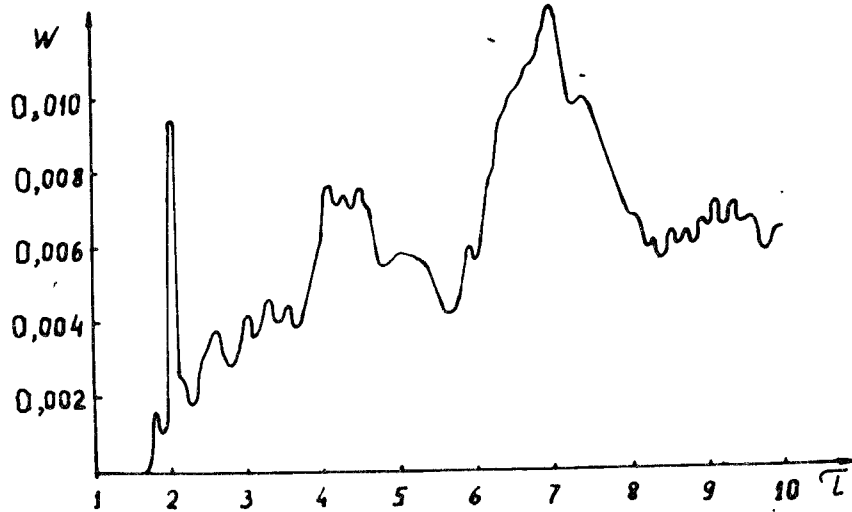
b

Рис.6. Зависимость энергии поля от времени при $\bar{\zeta}^2(0) = 0,1$ /а/, $\bar{\zeta}^2(0) = 0,2$ /б/ и $\bar{\zeta}^2(0) = 0,8$ /в/.

Если, однако, обратиться к функции распределения частиц по скоростям, то можно исключить потерянные частицы /рис.10, все частицы с $\zeta > 4,3$ / и пересчитать энергетический разброс для оставшегося сгустка. Построенная таким образом зависимость изображена на рис.9 пунктирной линией. Итак, для пучка с отличным от нуля начальным энергетическим разбросом $\bar{\zeta}^2(0) \gtrsim 0,1$ на стадии развитой неустойчивости происходит замедление темпа роста энергетического разброса в кольце одновременно с потерей некоторой части частиц / ~11% при $\bar{\zeta}^2(0) = 0,8$ к моменту времени $\tau = 18$ /.

Допороговое возбуждение высших гармоник в вариантах $\bar{\zeta}^2(0) = 0,1 \div 0,8$ указывает на необходимость выяснения, является ли условие $\bar{\zeta}^2(0) > 1$ пороговым с учетом нелинейных взаимодействий. Результаты моделирования показали, что вплоть до $\bar{\zeta}^2(0) = 10$ при различных начальных условиях происходит /хотя и замедленное во времени/ развитие продольной неустойчивости, а на нелинейной стадии достигаются приблизительно те же, что и при $\bar{\zeta}^2(0) \lesssim 1$, значения возмущенных величин.

Таким образом, численное моделирование радиационной неустойчивости показывает, что на нелинейной стадии происходит замедление темпа роста энергетического разброса при одновременной потере частиц из кольца. Асимптотические значения энергии и глу-



б

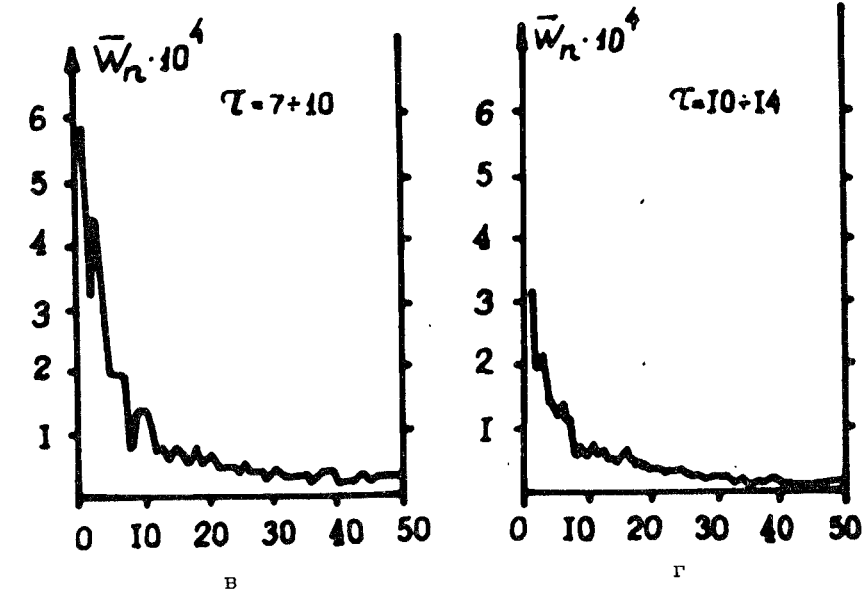
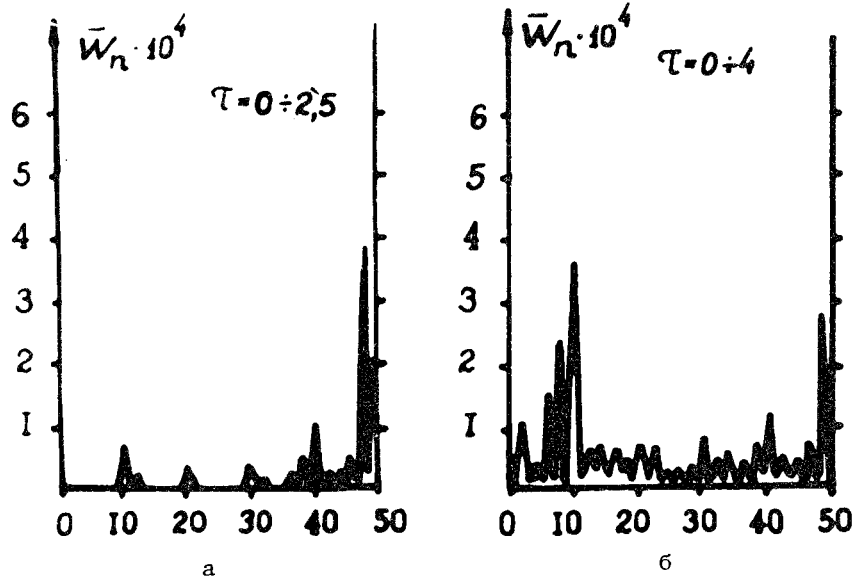


Рис.7. Усредненные спектры энергии поля при неустойчивости с $\zeta^2(0) = 0,8$.

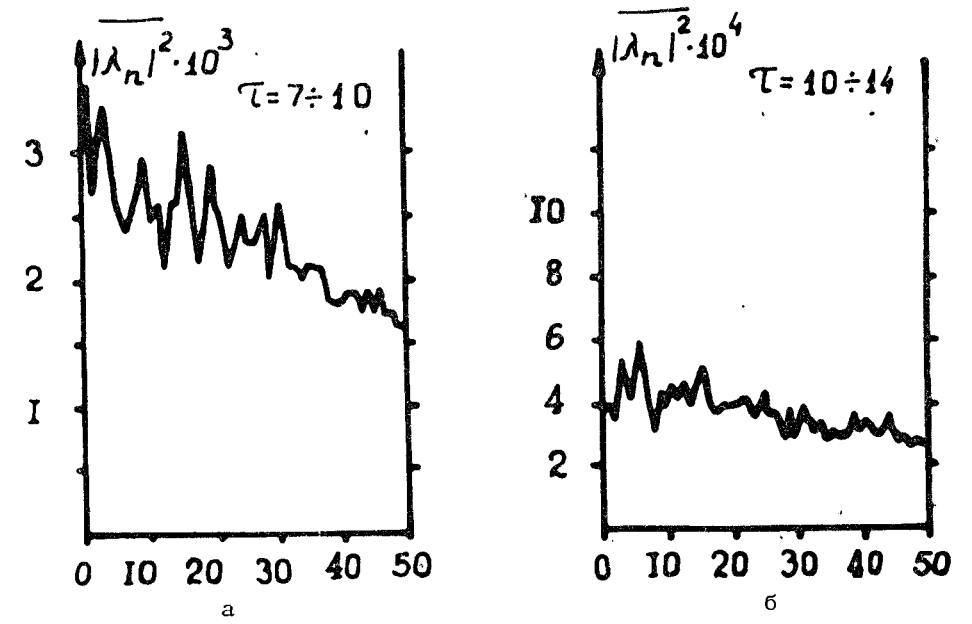


Рис.8. Зависимость усредненной глубины модуляции плотности от номера гармоники: а/ $\zeta^2(0) = 0$; б/ $\zeta^2(0) = 0,8$.

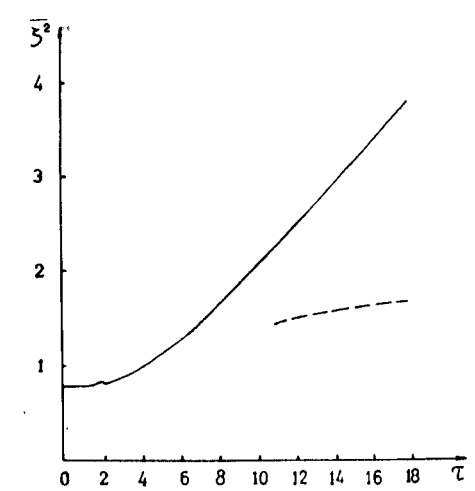


Рис.9. Зависимость энергетического разброса в кольце от времени / $\zeta^2(0) = 0,8$ /.

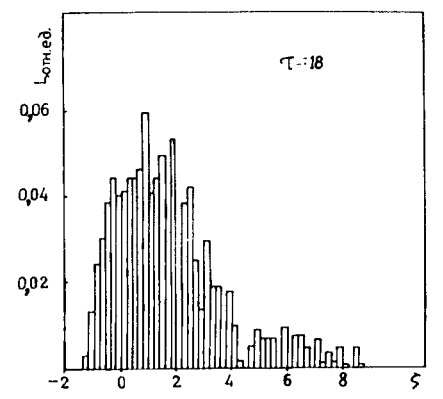


Рис.10. Распределение частиц по скоростям, $\zeta^2(0) = 0,8$.

бины модуляции оказываются практически независимыми от начального состояния пучка /распределения по скоростям и азимуту/, за исключением случая моноэнергетического пучка. По завершении переходных процессов среднее значение гармоники плотности оказывается практически независимым от ее номера. Неустойчивость возбуждается также и при значениях начального энергетического разброса в кольце, значительно превышающих пороговые в линейной теории.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Система уравнений /1/ численно интегрировалась методом Рунге-Кутты 4-го порядка. В узлах сетки, покрывшей интервал $/0, 2\pi/$, вычислялось электрическое поле с использованием быстрого преобразования Фурье. Заряд частицы распределялся между двумя соседними узлами обратно пропорционально расстоянию до них /метод "clouds in cells"/. Затем производилось прямое преобразование Фурье, и найденные гармоники плотности умножались на импеданс Z_{n,ω_0} пучка в свободном пространстве. Применение обратного преобразования Фурье давало значения величин поля в узлах. Число узлов L на сетке выбиралось таким образом, чтобы удовлетворить условию $M \ll L \ll N$. Отметим, что первое из этих неравенств позволяет обходиться без сглаживания поля. В типичном варианте $M=50$, $L=2048$, $N=15000$. Разброс по скоростям обеспечивался расстановкой на равном "расстоянии" /в пространстве скоростей/ $N_\xi=5$ частиц. Сила, действующая на частицу в данной точке интервала $/0, 2\pi/$, вычислялась с помощью линейной интерполяции поля из ближайших узлов. Использование сеток с применением быстрого преобразования Фурье позволило уменьшить время вычисления действующей на частицу силы по сравнению с прямым ее нахождением примерно в $3 \cdot 10^{-3} M \cdot N$ раз, что при приведенных выше характерных значениях параметров дает выигрыш во времени более чем на три порядка. Время на один шаг в расчете на одну частицу составляло $2,8 \cdot 10^{-4}$ с на ЭВМ CDC-6500 и $8,5 \cdot 10^{-4}$ с на ЭВМ БЭСМ-6. Шаг интегрирования равнялся $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-3}$.

Для сравнения расчета на сетке с решением, полученным в результате непосредственного интегрирования системы /1/ методом Рунге-Кутты 4-го порядка, была решена задача о развитии радиационной неустойчивости моноэнергетического кольца, когда в импедансе Z_{n,ω_0} отличны от нуля первые 10 гармоник /число крупных частиц $N=1320$, число узлов на сетке $L=512$, так что на высшую гармонику приходится около 50 узлов/. Сравнение двух решений, приведенных на рис.11, показывает хорошее их совпаде-

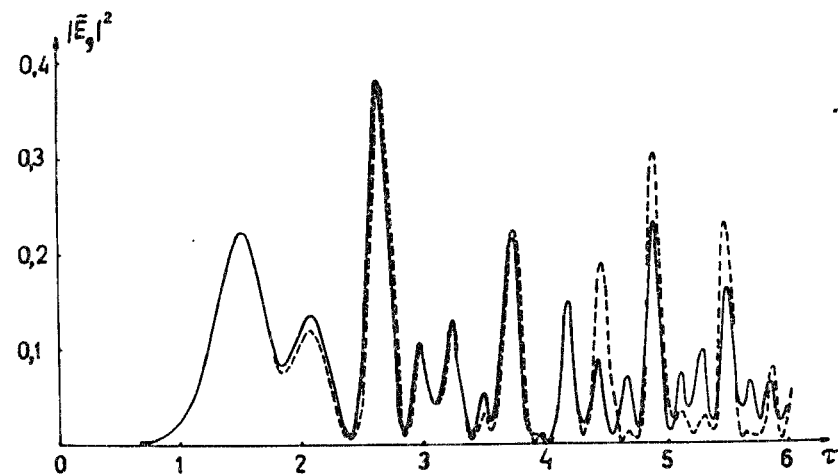


Рис.11. Зависимость амплитуды девятой гармоники поля от времени. Сплошная линия — решение получено непосредственным интегрированием системы /1/ методом Рунге-Кутты, штриховая — с помощью сетки.

ние. Вместе с тем наличие фазового сдвига, величина которого зависит как от номера гармоники, так и от выбранной сетки, может приводить к существенным отличиям мгновенных значений величин, не меняя в среднем временного их поведения.

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Согласно результатам линейной теории продольной неустойчивости кольцевого пучка в свободном пространстве инкремент возрастает с номером гармоники как $n^{2/3}$. Результаты численного моделирования также говорят об определяющей роли высших гармоник в процессе развития неустойчивости. Вместе с тем из одномерности задачи вытекает ограничение на максимальный номер рассматриваемых гармоник возмущения $n_{\max} \ll \gamma \frac{r_0}{a}$. Таким образом, последовательное изучение продольной устойчивости кольцевого пучка нужно проводить в рамках двумерного рассмотрения. С целью изучения влияния числа учитываемых гармоник было проведено несколько расчетов с $n_{\max}=10$ и теми же начальными условиями, что и для $n_{\max}=50$. Основные закономерности развития неустойчивости /рост энергетического разброса в пучке, временная эволюция спектральной плотности энергии/ сохраняются. В то же

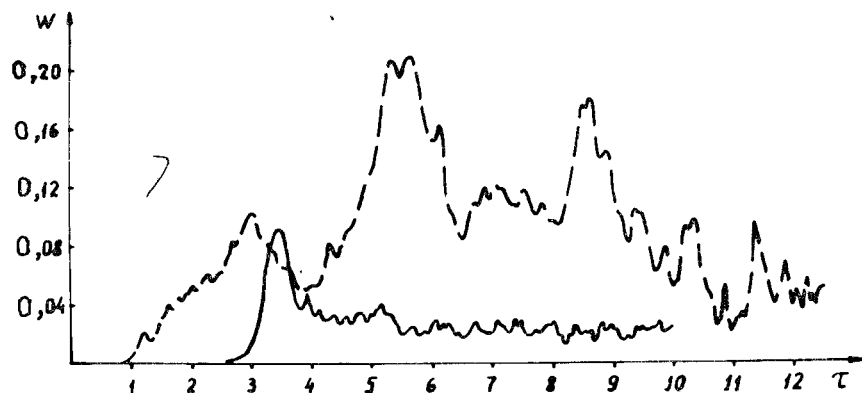


Рис.12. Зависимость энергии поля от времени $\int \bar{\zeta}^2(0) = 0$ при различном числе учитываемых гармоник. Сплошная линия $n_{\max}=50$, штриховая $n_{\max}=10$.

время имеются некоторые количественные отличия. Заниженной получается скорость развития неустойчивости. Величина энергии поля в случае $n_{\max}=10$ в несколько раз превышает аналогичное значение с $n_{\max}=50$ /рис.12/. При приблизительно правильном /совпадающем/ значении $\bar{\zeta}^2(\tau)$ величина $\bar{\zeta}^2(\tau)$ для $n_{\max}=10$ примерно вдвое меньше $\bar{\zeta}^2(\tau)$ в случае $n_{\max}=50$. Сравнение амплитуд одинаковых гармоник электрического поля в обоих вариантах показывает, что наибольшее отличие имеет место для номеров гармоник с $n - n_{\max} = 10$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Осмоловский А.Г., Перельштейн Э.А. Изв.вузов. Радиофизика, 1970, т. 13, с. 1080.
2. Shchinov V.G. et al. Plasma Phys., 1973, vol.15, p. 211.
3. Гетманов Б.С., Маханьков В.Г. ОИЯИ, Р9-9245, Дубна, 1975.
4. Белошицкий П.Ф., Перельштейн Э.А., Цинов Б.Г. ОИЯИ, 9-81-326, Дубна, 1981.
5. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
6. Faltens A. et al. In: Proc. IX Int. Conf. on High Energy Accel. California, Stanford, 1974, p. 226; LBL-2488, Berkeley, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 марта 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
D-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
D9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
D2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Белошицкий П.Ф., Перельштейн Э.А., Щинов Б.Г. P9-82-175
 Моделирование радиационной неустойчивости в релятивистских
 электронных кольцах

С помощью численного моделирования изучено развитие радиационной неустойчивости в релятивистском электронном кольце. Метод исследования неустойчивости основан на численном интегрировании уравнений движения крупных частиц, моделирующих электронное кольцо. Прослежена эволюция распределения частиц по скоростям. Показано, что на нелинейной стадии неустойчивости происходит замедление темпа роста энергетического разброса при одновременной потере частиц из кольца. Изучено изменение распределения энергии поля по гармоникам в процессе развития неустойчивости, выяснен вопрос об асимптотическом спектре энергии. Обнаружено возбуждение неустойчивости при значениях начального энергетического разброса в кольце, существенно превышающих пороговое в линейной теории.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Beloshitsky P.F., Perelstein E.A., Shchinov B.G. P9-82-175
 Computational Study of Radiation Instability in Relativistic
 Electron Rings

The development of radiation instability in relativistic electron ring is investigated by numerical integration of equations of motion of macroparticles modeling this electron ring beam. The evolution of distribution function during this process is shown. The rate of increasing energy spread of the ring in nonlinear regime is decreased simultaneously with losing part of the particles from the ring. The asymptotic distribution of field energy over harmonics is studied. The development of instability of the ring beam with the initial value of spread much greater than threshold value is revealed.

The investigation has been performed at the Department of the New Acceleration Methods, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.