

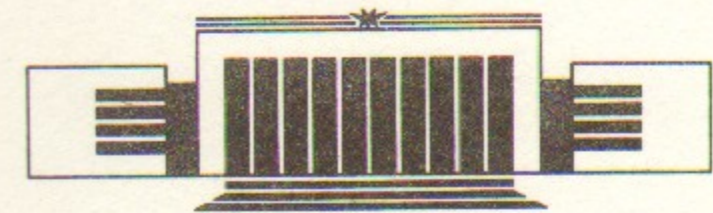


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Михайличенко, В.Ф. Туркин

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РАЗБРОСЕ ЧАСТИЦ,  
ИНЖЕКТИРУЕМЫХ В СИНХРОТРОН Б-3М

ПРЕПРИНТ 90-91



НОВОСИБИРСК

Об энергетическом разбросе частиц,  
инжектируемых в синхротрон Б-3М

А.А. Михайличенко, В.Ф. Туркин

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Описывается способ создания энергетического разброса электронов, инжектируемых в мягкофокусирующий синхротрон Б-3М. Для этой цели используется резонатор с длиной волны 10 см, установленный на пути пучка. Резонатор возбуждается с помощью магнетронного генератора. Применение такого метода создания энергетического разброса позволило увеличить захваченный ток не менее, чем на 30%.

Energy Spread for Injected Beam  
into B-3M Synchrotron

A.A. Mikhailichenko, V.F. Turkin

Institute of Nuclear Physics  
630090, NOVOSIBIRSK, USSR

ABSTRACTS

There is described the method of energy spread production for injected beam into soft focusing synchrotron B3-M (INP). The 10 cm wavelength cavity is used, excited with magnetron. The gain of 30% in captured current obtained with help of produced spread.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

В 1972 г. в ИЯФ был запущен электрон-позитронный накопитель ВЭПП-2М [1], который и до настоящего времени имеет рекордную светимость в области энергий до  $2 \times 700$  МэВ, позволившую улучшить точность измерения масс  $\phi$ -,  $K$ - и  $\omega$ -мезонов [2, 3].

На установках ВЭПП-2 и ВЭПП-2М (рис. 1) в качестве ускорительно-инжекционной системы с 1965 года работают импульсный линейный ускоритель ИЛУ на энергию до 2.7 МэВ и электронный синхротрон Б-3М на энергию 250 МэВ.

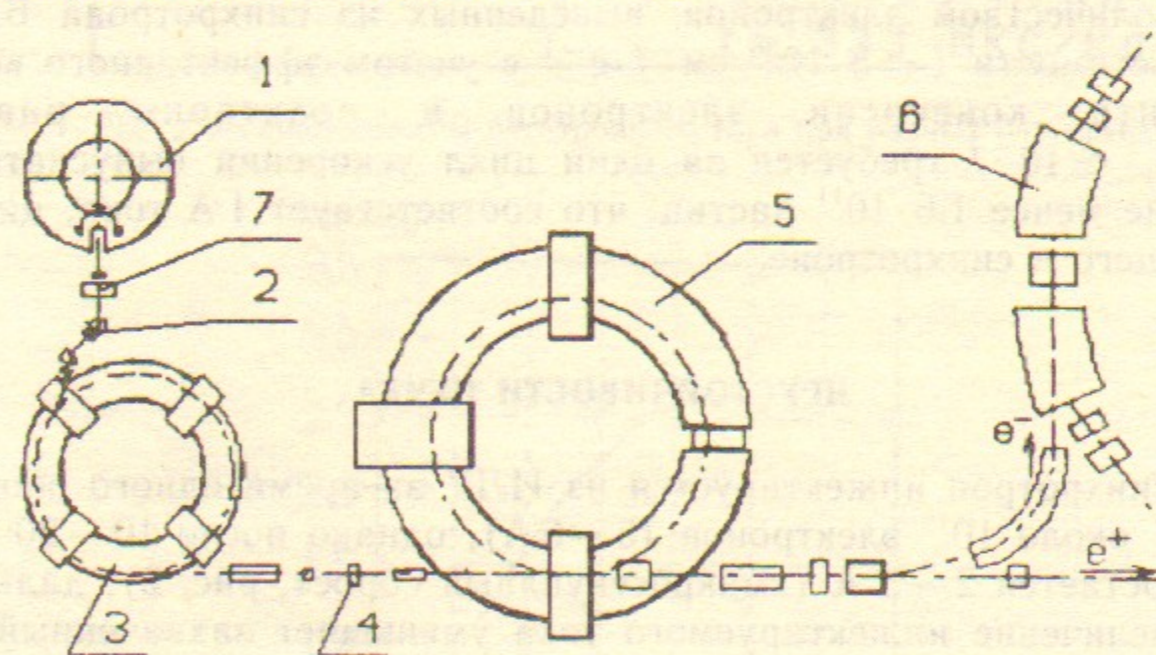


Рис. 1. Накопительный комплекс ВЭПП-2М:

1 — импульсный линейный ускоритель ИЛУ; 2 — электронно-оптический канал; 3 — импульсный электронный синхротрон Б-3М; 4 — конвертор; 5 — бустер-накопитель ВЭПП-2; 6 — электронно-позитронный накопитель ВЭПП-2М; 7 — модулирующий резонатор с длиной волны 10 см.

Таблица 1

## Основные параметры комплекса ИЛУ-БЗМ

Импульсный линейный ускоритель ИЛУ:	
Частота резонатора ИЛУ	2.5 МГц.
Напряжение на ускоряющем зазоре $U_0$	2.2 МВ.
Импульсный ток выпущенных электронов	30 А.
Длительность выпущенного сгустка	30 нс.
Электронный синхротрон Б-ЗМ:	
Радиус кривизны магнита, $R$	1.03 м.
Периметр орбиты, $\Pi$	8.1 м.
Энергия инжекции, $E_{инж} = U + mc^2$	2.7 МэВ.
Максимальная энергия, $E_{max}$	250 МэВ.
Бетатронные числа, $\nu_z, \nu_x$	0.87; 0.77.
Коэффициент пространственного уплотнения орбит, $\alpha \approx 1/\nu_x^2$	2.
Энергетический акцептанс, $\Delta E/E$	$\approx \pm 2 \cdot 10^{-2}$ .
Максимальный выпущенный ток	2 А ( $N_e = 3.2 \cdot 10^{11}$ ).
Частота повторения	1 Гц.
Инжекция производится в вертикальной плоскости.	

Максимальная светимость накопителя ВЭПП-2М, при прочих равных условиях, определяется скоростью накопления позитронов, т. е. количеством электронов, выведенных из синхротрона Б-ЗМ. Для светимости  $L = 5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  с учетом эффективного коэффициента конверсии электронов в позитроны равном  $N_{e^+}/N_{e^-} \approx 10^{-4}$  требуется за один цикл ускорения выпускать из Б-ЗМ не менее  $1.6 \cdot 10^{11}$  частиц, что соответствует 1 А тока, циркулирующего в синхротроне.

## НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА

В синхротрон инжектируется из ИЛУ за время одного оборота (27 нс) около  $10^{12}$  электронов (5—6 А), однако после 10—20 оборотов остается 2—3 А («микросекундный сброс», рис. 2); дальнейшее увеличение инжектируемого тока уменьшает захваченный ток (рис. 3).

Экспериментально было показано, что предельный ток, захваченный в Б-ЗМ, пропорционален длительности инжектируемого сгустка, т. е. линейной плотности частиц [4]. Предел по линейной плотности частиц вследствие поперечного расталкивания из-за соб-

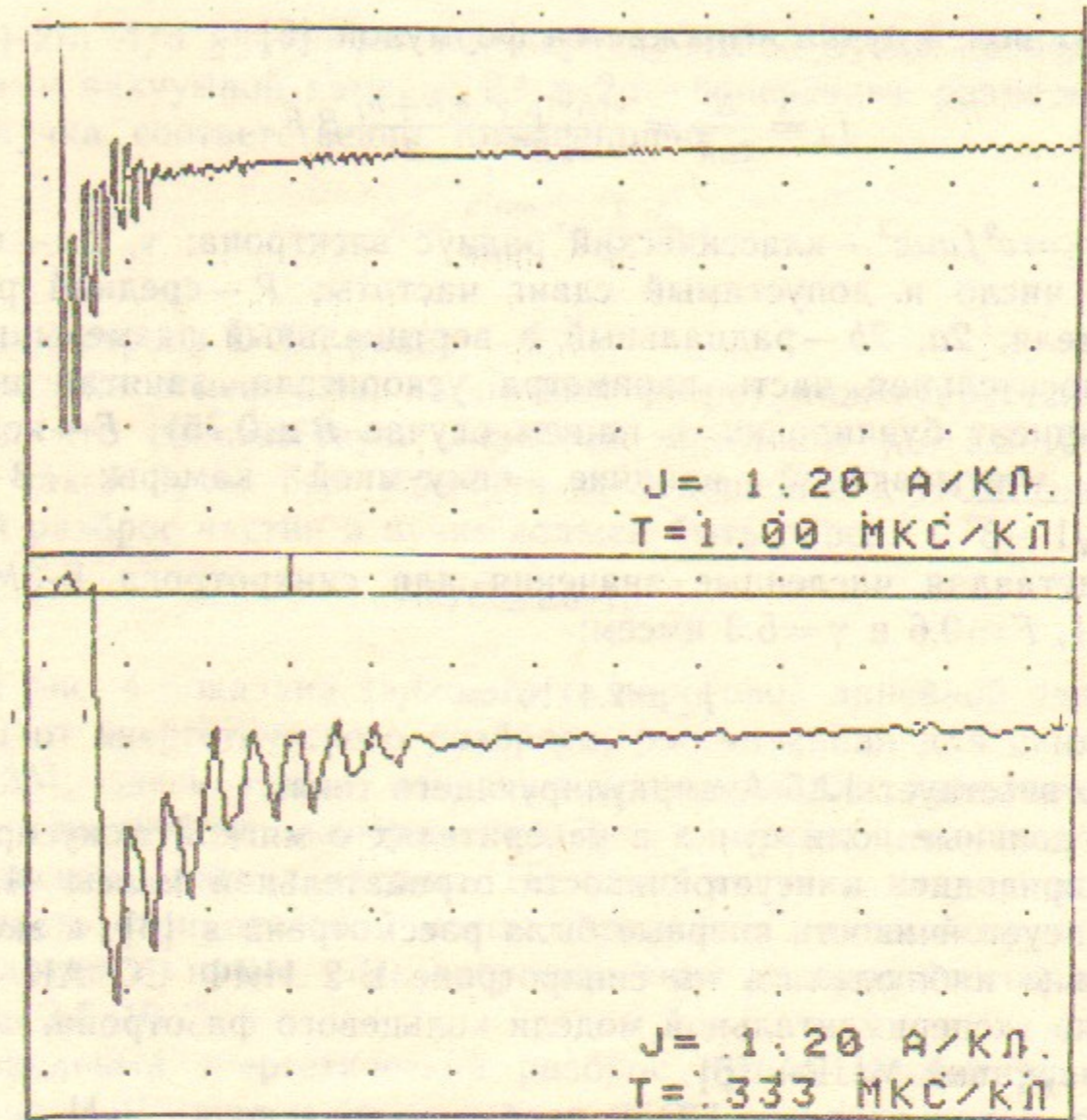


Рис. 2. Осциллограммы бетатронного тока при разных развертках.

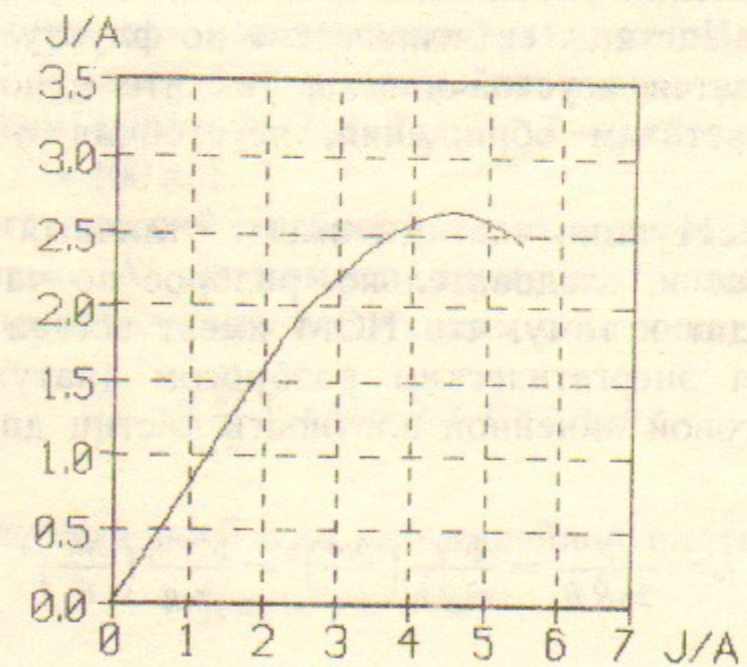


Рис. 3. Зависимость бетатронного тока от тока инжекции.

ственных полей пучка выражается формулой [5]

$$j_{\perp} = \frac{N}{2\pi R} = \frac{v|\Delta v|\beta^2\gamma^3}{r_0 R^2} \frac{b(a+b)}{2} B F.$$

здесь  $r_0 = e^2/m_0c^2$  — классический радиус электрона;  $v$ ,  $\Delta v$  — бетатронное число и допустимый сдвиг частоты;  $R$  — средний радиус ускорителя;  $2a$ ,  $2b$  — радиальный и вертикальный размеры пучка;  $B$  — относительная часть периметра ускорителя, занятая пучком (коэффициент бунчирования, в нашем случае  $B \simeq 0,75$ );  $F$  — коэффициент, учитывающий влияние вакуумной камеры;  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ .

Подставляя численные значения для синхротрона Б-3М при  $\Delta v = 0,1$ ,  $F = 0,6$  и  $\gamma = 5,3$  имеем:

$$j_{\perp} \simeq 2,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1},$$

что соответствует 12,5 А циркулирующего тока.

Продольные поля пучка в ускорителях с мягкой фокусировкой могут приводить к неустойчивости отрицательной массы (НОМ). Такая неустойчивость впервые была рассмотрена в [6], а экспериментально наблюдалась на синхротроне Б-2 ИЯФ СО АН СССР [7] и на экспериментальной модели кольцевого фазотрона, построенного группой MURA [6].

Для возникновения НОМ необходимы условия, когда поля, созданные возникшей неоднородностью плотности частиц в продольном направлении увеличиваются. Такая ситуация имеет место при  $d\omega/dE < 0$ . Частицы «втягиваются» во флуктуацию и усиливают ее — развивается неустойчивость, так что пучок, не имеющий разброса по частотам обращения, неустойчив по отношению к НОМ.

В реальной ситуации частицы имеют отличный от нуля энергетический разброс и, следовательно, разброс по частотам обращения; это приводит к тому, что НОМ имеет всегда порог [8, 9] и стабилизируется энергетическим разбросом (затухание Ландау). Величина пороговой линейной плотности частиц дается выражением [9]:

$$j_0 = \frac{N}{2\pi R B} = \frac{\beta^2\gamma^3}{r_0 g \eta} \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2 = \frac{\beta^2\gamma^3\eta}{r_0 g} \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2, \quad (1)$$

где  $\omega_0$  — частота обращения равновесной частицы. Коэффициент

$g = 1 + 2\ln A/a$  учитывает экранировку полей пучка проводящими стенками вакуумной камеры;  $2A$  и  $2a$  — поперечные размеры камеры и пучка, соответственно. Коэффициент

$$\eta = \frac{\partial \ln \omega}{\partial \ln E} = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha$$

для синхротрона Б-3М равен  $-2$ .

Как уже отмечалось, на первый оборот инжектируется  $\sim 10^{12}$  частиц, что соответствует линейной плотности  $j_0 = 1,5 \cdot 10 \text{ см}^{-1}$ ; чтобы такой пучок был устойчив по отношению к НОМ энергетический разброс частиц в пучке должен быть равен

$$\Delta E/E \geq 2,5 \cdot 10^{-3}.$$

На рис. 4 показана зависимость пороговой линейной плотности частиц от энергетического разброса, рассчитанная для синхротрона Б-3М; здесь также показаны максимальная линейная плотность, полученная экспериментально, и предел по поперечному кулоновскому расталкиванию. Из этого рисунка видно, что неустойчивость отрицательной массы определяет максимальную линейную плотность пучка, если энергетический разброс частиц в пучке меньше  $2,5 \cdot 10^{-3}$ .

Локальный энергетический разброс пучка, инжектируемого в Б-3М из ИЛУ, мал и определяется разбросом тепловых скоростей электронов, покидающих катод электронной пушки ИЛУ. Полный же энергетический разброс в нашем случае обусловлен модуляцией пучка по энергии, так как частицы пучка, проходящие ускоряющий зазор ИЛУ в различные моменты времени  $t$  (рис. 5), модулированы по энергии функцией  $\cos 2\pi t/T$ ;  $T$  — длительность периода ВЧ-поля ИЛУ ( $T = 400 \text{ нс}$ ).

Такой «энергетический разброс» на выходе ИЛУ сгустка частиц длительностью  $\Delta t$  в момент времени  $t$  при условии, что  $\Delta t < t \ll T$ , можно определить следующим соотношением:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 t \Delta t \simeq 2,5 \cdot 10^{-4} \Delta t t,$$

где время выражено в нс. Тогда для линейной плотности имеем

$$j_0 \simeq 10^8 \cdot \Delta t t \text{ см}^{-1}.$$

Отсюда следует, что для захвата пучка с линейной плотностью

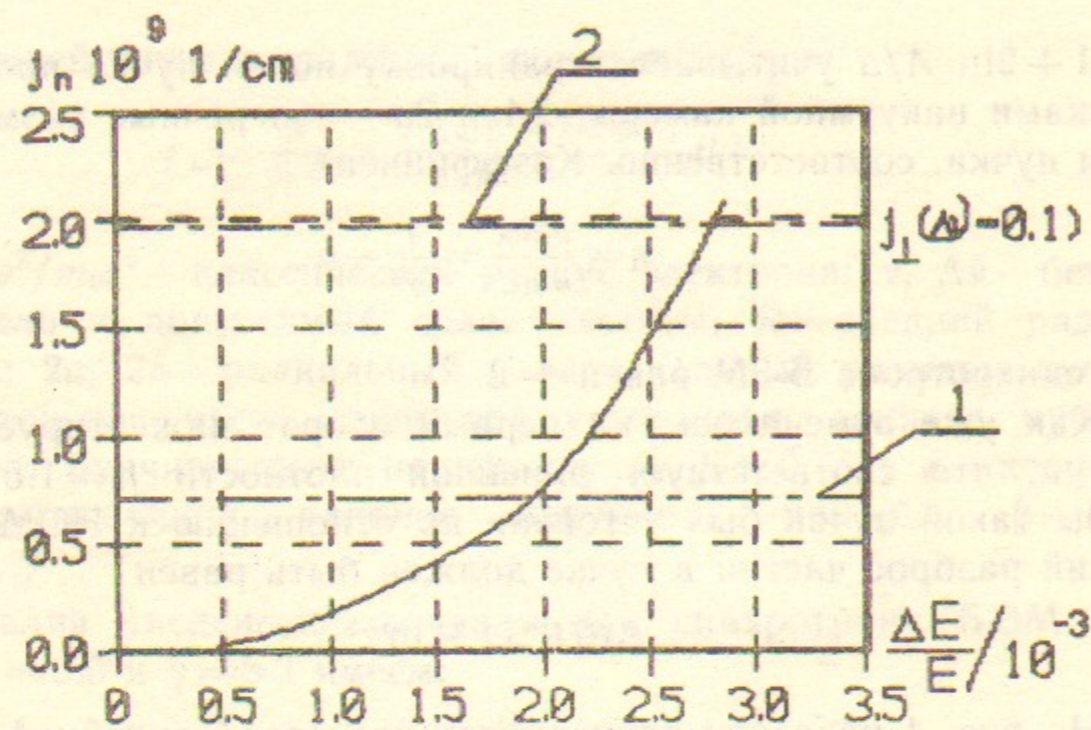


Рис. 4. Зависимость пороговой линейной плотности частиц от при  $E = 2.7$  МэВ:

1 — Максимальная линейная плотность частиц, полученная экспериментально ( $\Delta E/E \approx 0$ );  
2 — штриховой линией обозначена предельная линейная плотность частиц по сдвигу частоты ( $\Delta \nu = 0.1$ ).

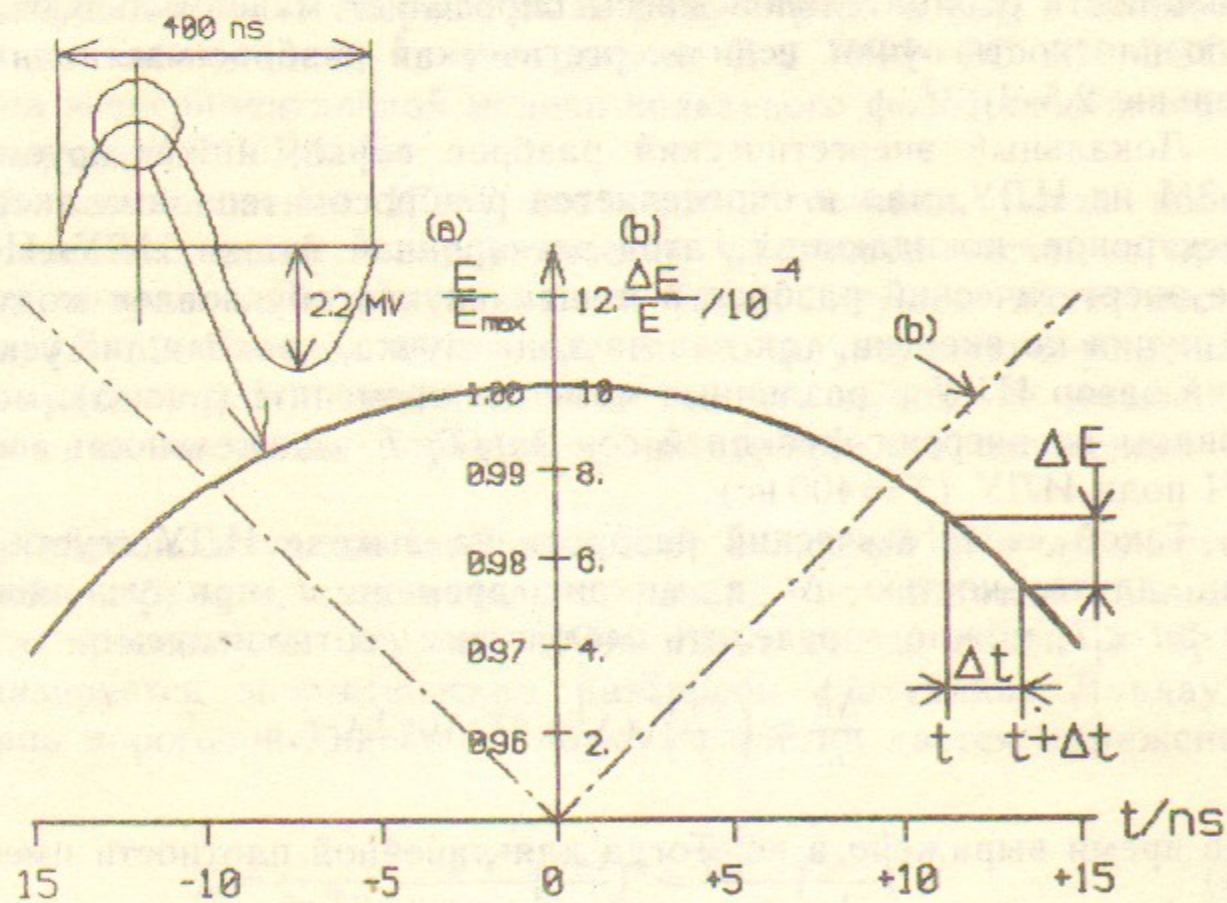


Рис. 5. Модуляция частиц инжектируемого сгустка по энергии:

$a$  — напряжение на ускоряющем зазоре ИЛУ;  $b$  —  $\Delta E/E$  частиц сгустка длительностью  $\Delta t = 0.333$  нс в момент времени  $t$ .

$1.5 \cdot 10^9$  см $^{-1}$  соответствующая величина  $\Delta t$  в момент времени, например,  $t = 5$  нс составляет 3 нс, что соответствует примерно 10-й гармонике частоты обращения частиц.

Из сказанного можно сделать вывод о том, что в нашем случае более высокие гармоники имеют меньшую пороговую плотность не только из-за роста  $n$ , но также и вследствие уменьшения  $\Delta E/E$ , связанного со специфическим спектром энергии инжектируемых частиц.

Инкремент развития НОМ для монохроматического пучка имеет вид [9]:

$$\xi_n = \sqrt{|\Omega_n^2|}; \quad |\Omega_n^2| > (n \cdot \Delta \omega)^2, \quad (2)$$

где  $\Omega_n^2 = n^2 \omega_0^2 \frac{j_0 r_0 n g}{\gamma^3}$  — квадрат когерентного сдвига частот, соответствующий импедансу  $(-i Z_n/n) = g/\beta c \gamma^2$ . Формальная оценка для нашего случая при  $n = 100$  дает

$$\xi_{100} \sim \omega_0.$$

Формулы (1) и (2) справедливы в длинноволновом и адиабатическом приближениях, когда размер продольной неоднородности гораздо больше поперечного размера вакуумной камеры, а время развития неустойчивости значительно больше периода обращения частицы.

При таком предположении отношение импеданса к номеру гармоники  $(Z_n/n)$  имеет постоянное значение для продольных возмущений линейной плотности частиц с длиной волны порядка размера вакуумной камеры а дальше уменьшается как  $1/n^2$ , что связано с тем, что коэффициент  $g$  перестает работать и на частицы пучка действует лишь собственное кулоновское поле. Это означает, что на гармониках с  $n \sim 100$  и линейной плотностью частиц, существенно большей пороговой, пользоваться длинноволновым и адиабатическим приближениями уже нельзя.

При экспериментах на Б-3М с помощью импульсного анализатора, расположенного перед входом в синхротрон, выделялись сгустки частиц длительностью 3 нс и было обнаружено, что величина захваченного тока пропорциональна длительности сгустка, что указывает на то, что причину «микросекундного сброса» следует искать на высоких гармониках НОМ. В пользу этого утверждения говорит и тот факт, что электромагнитные экраны, которые были установлены для того, чтобы исключить взаимодействие

полей пучка с шихтованным магнитопроводом синхротрона [10] динамику пучка не изменили, несмотря на то, что они кардинально изменили импеданс вакуумной камеры. С учетом всего сказанного мы полагаем, что развитие неустойчивости («микросекундный сброс») происходит на расстояниях порядка размера экранировки. В этом случае импеданс камеры не входит в задачу и динамику сброса определяют собственные кулоновские поля пучка.

Из вышеприведенных рассуждений также следует вывод: для того, чтобы полностью использовать энергетический акцептанс синхротрона необходимо в каждой точке азимута иметь частицы всех энергий в пределах энергетического захвата.

### СОЗДАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗБРОСА В ПУЧКЕ

Необходимый энергетический разброс можно было бы обеспечить пропусканием инжектируемого пучка через тонкую фольгу; однако, при этом, недопустимо увеличивается эмиттанс пучка. В работе [11] описан способ получения энергетического разброса путем торможения инжектируемого пучка на перезарядной мишени.

Другим способом получения необходимого энергетического разброса является постановка на пути инжектируемого пучка коротковолнового резонатора, который осуществляет модуляцию энергии частиц на возможно меньшем продольном размере. Для этого в 1975 г. на выходе из ИЛУ был установлен резонатор на длину волны 10 см и амплитудой напряжения до 50 кВ, что обеспечивает, с учетом пролетного фактора,  $\Delta E/E \geq 10^{-2}$ . Резонатор возбуждается магнетронным генератором.

На рис. 6 показан резонатор вместе с трактом и магнетроном. Здесь магнетрон 1 через коаксиальный тракт, образованный корпусом 2 и центральным стержнем 3, возбуждает резонатор 4 с помощью петли связи 5. Подсоединение тракта к резонатору и к магнетрону осуществляется с помощью накидных гаек 6. Длина тракта выбрана такой, чтобы отраженная волна приходила к выходу магнетрона в фазе разгрузки, чем обеспечивается стабильная работа магнетрона на резонатор без каких-либо развязывающих устройств. Для облегчения эксплуатации собственная добротность резонатора уменьшена путем покрытия внутренней поверхности резонатора слоем олова. Согласования с резонатором обес-

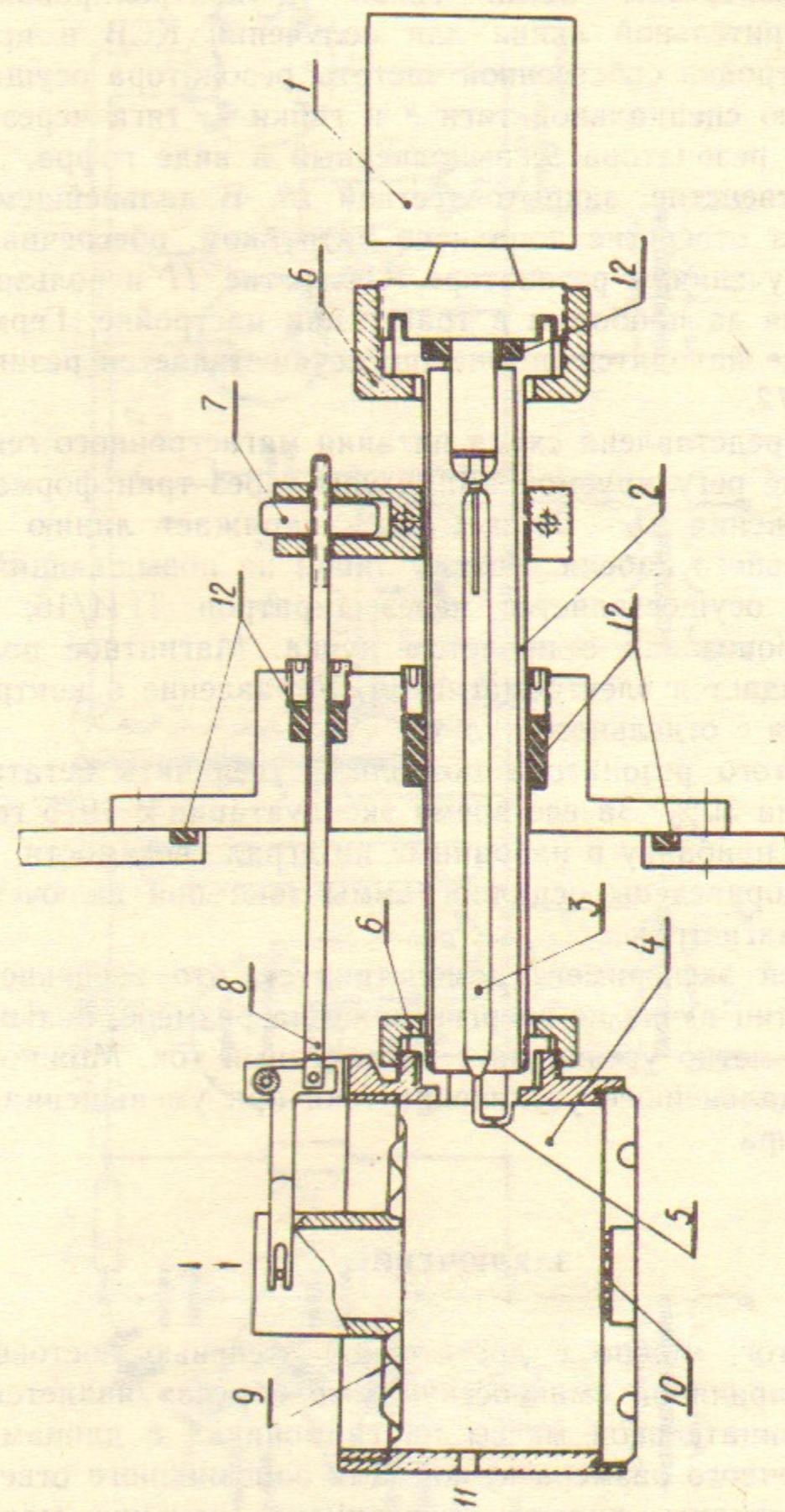


Рис. 6. Резонатор вместе с трактом и магнетроном. Пояснения в тексте.

печивалось разворотом петли связи и контролировалось с помощью измерительной линии для получения КСВ в пределах 1.1—1.2. Подстройка собственной частоты резонатора осуществляется с помощью специальной тяги 8 и гайки 7; тяга через рычаг смещает торец резонатора 9, выполненный в виде гофра. Другой торец имеет отверстие, закрытое сеткой 10. В дальнейшем сетка была убрана, а отверстие дополнено патрубком, обеспечивающим запертость излучения в резонаторе. Отверстие 11 использовалось для наблюдения за пробоями в тракте при настройке. Герметизация объема, где находится резонатор, осуществляется резиновыми уплотнениями 12.

На рис. 7 представлена схема питания магнетронного генератора. Напряжение регулируемой амплитуды через трансформатор  $T_1$  и схему умножения  $D_1—D_4$  и  $C_1—C_4$  заряжает линию в виде 130 м коаксиального кабеля. Разряд линии на повышающий трансформатор  $T_5$  осуществляется через тиратрон ТГИ/16, запуск которого синхронизован с пролетом пучка. Магнитное поле для магнетрона создается электромагнитом. Управление и контроль за работой ведутся с отдельного пульта.

Введение этого резонатора позволило увеличить бетатронный ток примерно на 30%. За все время эксплуатации с 1975 года это дало заметную прибавку в набранный интеграл светимости.

На рис. 8 приведены осциллограммы тока при включенном и выключенном магнетроне.

Этот прямой эксперимент демонстрирует, что введение такой модуляции частиц пучка по энергии даже на размере, большем его поперечного, заметно увеличивает захваченный ток. Можно также надеяться на дальнейшее увеличение тока при уменьшении длины волны резонатора.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, можно с достаточной степенью достоверности полагать, что причиной «микросекундного сброса» является неустойчивость отрицательной массы на гармониках с длинами волн порядка поперечного размера пучка. Для однозначного ответа следовало бы поставить прямой эксперимент, изменив магнитную структуру синхротрона так, чтобы обеспечить  $d\omega/dE > 0$ . Для этого в прямолинейные промежутки необходимо установить триплеты

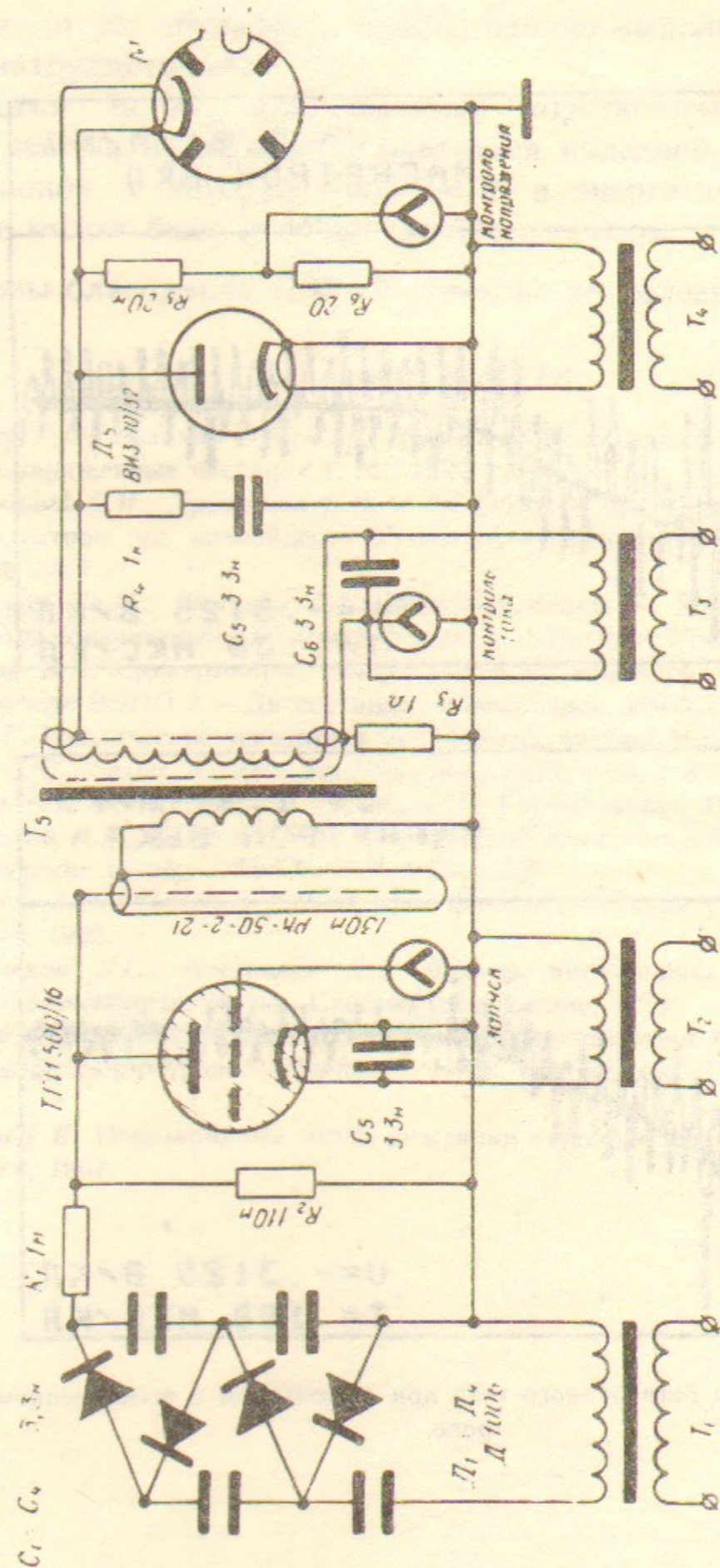


Рис. 7. Схема питания магнетронного генератора.

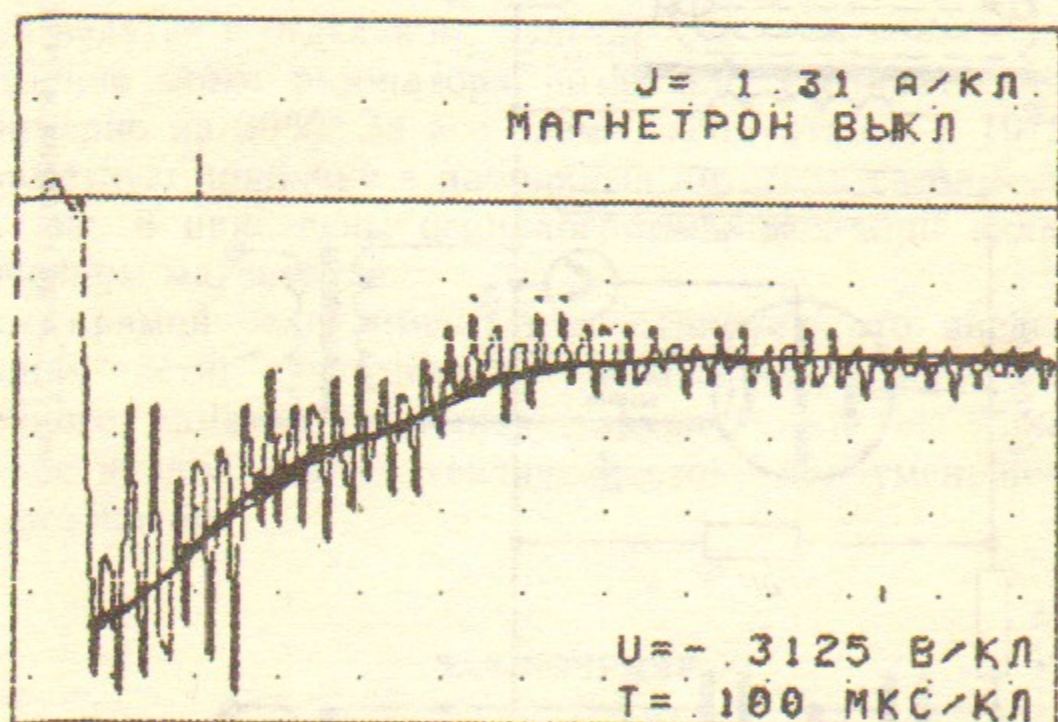
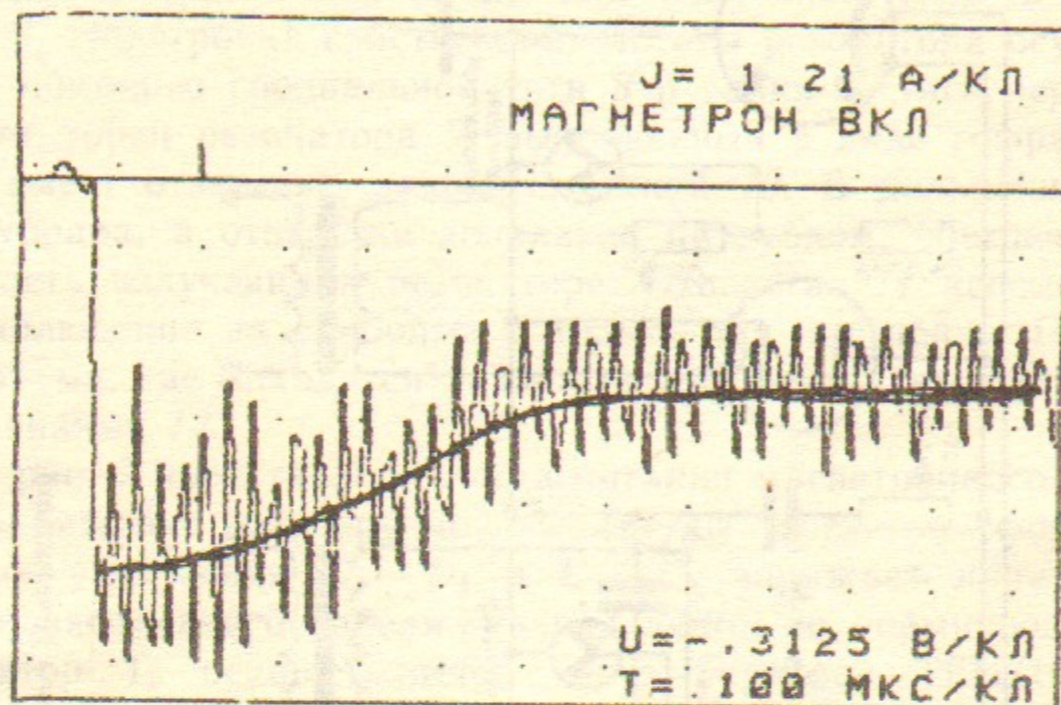


Рис. 8. Осциллограммы бетатронного тока при включенном и выключенном магнетроне.

линз так, чтобы обеспечить  $\alpha_x < 0$ ; однако выполнить это в нашем случае затруднительно.

Отметим также, что подобная коротковолновая модуляция энергии частиц пучка может оказаться полезной и для протонных синхротронов, у которых  $\partial\omega/\partial E < 0$ , а энергетический разброс в пучке не может быть получен другим способом.

Авторы благодарят Д.В. Пестрикова за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г.И., Балакин В.Е. и др. Труды 3-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, М.: 1972, с.52.
2. Долинский С.И., Дружинин В.П. и др. Обзор  $e^+e^-$ -экспериментов нейтрального детектора на коллайдере ВЭПП-2М. — Препринт ИЯФ СО АН СССР, 89-104, 1989.
3. Shatunov Yu.M., Skrinsky A.N. Polarized Beams in Storage Rings and High Precision Measurements of Particle Masses. — Particle World, V.1, N.2, p.53.
4. Петров В.В. Сильноточный синхротрон Б-3М-инжектор позитрон-электронного накопителя ВЭПП-2. — Диссертация. Новосибирск, ИЯФ СОАН СССР, 1969.
5. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М.: — Атомиздат, 1970.
6. Nielsen C., Sesler A. Rev. Sci. Instrum., 1959, v.30, p.80—89, (Перевод в сб.: Накопление релятивистских частиц. — М.: Госатомиздат, 1963).
7. Самойлов И.М., Соколов А.А. К вопросу об азимутальной неустойчивости циркулирующих токов. — ЖЭТФ, 1960, т.39, с.257.
8. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982.
9. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Физика интенсивных пучков в накопителях. — Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1989.
10. Михайличенко А.А., Туркин В.Ф. Об установлении поля в шихтованном магнитопроводе синхротрона. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-51. Новосибирск, 1976.
11. Димов Г.И. Перезарядный метод инжекции в ускорители. — Диссертация, Новосибирск, 1967.



*А.А. Михайличенко, В.Ф. Туркин*

**Об энергетическом разбросе частиц, инжектируемых  
в синхротрон Б-3М**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 2.08 1990 г.

Подписано в печать 2.08 1990 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,4 печ.л., 1,1 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 91

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*