

52

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Е.Н.Дементьев, Н.С.Диканский, А.С.Медведко,
В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков

**ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ
ПРОТОННОГО ПУЧКА НА
НАКОПИТЕЛЕ НАП - М**

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79-70

Новосибирск

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ ПРОТОННОГО ПУЧКА НА
НАКОПИТЕЛЕ НАП-М

Е.Н.Дементьев, Н.С.Диканский, А.С.Медведко,
В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе описаны результаты измерений спектров и мощностей шума неохлажденного и охлажденного пучка протонов в НАП-М. Анализируются особенности шумов охлажденного пучка, обусловленные взаимодействием частиц.

1. Введение

Непрерывный пучок, движущийся в накопителе, наводит на пикап-электродах сигналы, связанные с конечным числом частиц в пучке. Сигнал, наводимый отдельной частицей, представляет собой короткий импульс, повторяющийся с частотой обращения ω_i . Спектр такого сигнала линейчатый с дискретностью, равной частоте обращения ω_i . Суммарный спектр мощности всех частиц пучка будет представлять собой набор пиков, сосредоточенных вокруг гармоник средней частоты обращения. При этом ширина спектра n -ной гармоники определяется разбросом частот обращения $n\delta\omega$. Мощность такого сигнала (то-есть интеграл по спектру вокруг заданной гармоники $n\omega_c$) не зависит от разброса частот обращения $\delta\omega$, а определяется полным числом частиц в пучке N , что характерно для дробовых шумов. Такая модель хорошо описывает спектр шума малоинтенсивного пучка с большим разбросом по импульсам, когда можно пренебречь взаимодействием частиц.

Однако уже первые наблюдения шумов пучка, проведенные на НАП-М ^{/1/}, показали, что мощность шумов охлажденного пучка существенно ниже уровня, предсказываемого обычной теорией дробовых шумов пучка ^{/2/}. В теоретической работе ^{/3/} был предложен механизм и получены некоторые количественные соотношения, объясняющие этот эффект.

Согласно результатам этой работы с увеличением плотности частиц в пучке, или с уменьшением разброса частиц по импульсам (уменьшением температуры) взаимодействие частиц пучка оказывает существенное влияние на характер наблюдаемых флуктуаций. В накопителе, работающем ниже критической энергии, взаимное расталкивание частиц препятствует образованию флуктуаций плотности, поскольку энергия взаимодействия частиц, образующих флуктуацию, не может быть существенно больше температуры пучка. Поэтому с понижением температуры ниже некоторого значения уровень флуктуаций ограничивается и шум пучка из дробового переходит в тепловой, уменьшающийся с понижением температуры.

Помимо изменения мощности шумов, взаимодействие частиц приводит к изменению характера движения флуктуаций. Наводимые ею продольные поля приводят к распространению флуктуаций по

пучку в виде двух волн (вдоль и против движения пучка) со скоростью распространения, зависящей от интенсивности взаимодействия. Наличие этих волн расщепляет спектр шумов на два пика вокруг гармоник частоты обращения.

В настоящей работе описано проведенное экспериментальное исследование тепловых шумов азимутально-однородного пучка протонов на накопителе НАП-М^{/4/}. Использование электронного охлаждения^{/5/} позволяет легко регулировать температуру протонного пучка и исследовать его тепловые шумы в широком интервале температур.

2. Система для измерения шумов

Измерения спектров шумов пучка проводились на 5 и 8 гармониках частоты обращения при помощи электростатического интегрального датчика (пикап-электрода). Блок-схема канала, работающего на 8 гармонике, приведена на Рис.1. Для повышения чувствительности канала измерений емкость датчика C_d вместе с индуктивностью L образует резонансный контур, настроенный на частоту гармоники (17.6 МГц). Добротность контура $Q = 500$. Резонансное сопротивление контура 40 кОм, поэтому при подключении к нему полевого тетрода Т1 типа КП306 шумы системы практически определяются тепловыми шумами контура и равны 10^{-18} Вт в полосе +1 кГц (шумы усилителя ниже на 12 дБ). Входной каскад усилителя выполнен по каскадной схеме. В последующих схемах применено двукратное преобразование частоты. Выходной сигнал второго смесителя (синхронного детектора) преобразуется при помощи аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в цифровой код для передачи информации в ЭВМ. Полоса частот измеряемого сигнала на входе АЦП равна 1 кГц, тактовая частота АЦП - 2 кГц, погрешность преобразования 0.1%.

Анализ спектра шумов производится в ЭВМ программой быстрого преобразования Фурье. Для преобразования используются массивы длиной 512 слов, содержащие результаты измерений, выполненных за 0.25 сек. В выбранном методе с параллельным Фурье-анализом время измерения спектра шириной ΔF с заданным разрешением Δf в $\Delta F / \Delta f$ раз меньше, чем в методе с последовательным свипированием спектра. Это особенно важно при

измерении нестационарных процессов, так как позволяет существенно уменьшить влияние нестабильности магнитного поля накопителя и, соответственно, частот обращения в пучке на результаты измерений.

3. Результаты

Основным эффектом, обнаруженным уже в первых измерениях шума охлажденного пучка, было резкое уменьшение мощности сигнала^{/1/}. Усовершенствование измерительной аппаратуры позволило надежно измерять весьма малые шумовые сигналы охлажденного пучка. На Рис.2 показана измеренная на восьмой гармонике зависимость мощности шумов от протонного тока J_p для неохлажденного и охлажденного пучков (кривые α и δ , соответственно). Видно, что в результате охлаждения мощность шумов уменьшается примерно на два порядка и, что в диапазоне токов 0.5 мкА + 10 мкА мощность шума охлажденного пучка не зависит от тока J_p . Мощность шума неохлажденного пучка, как видно, линейно растет с J_p .

Связь между напряжением на пикап-электроде U_n и амплитудой азимутальной гармоники плотности пучка A_n , в соответствии со схемой на Рис.1, определяется соотношением:

$$\langle |U_n|^2 \rangle = 2 \left(e \frac{Q}{C_d} \cdot \frac{l_d}{2\pi R_0} \right)^2 \langle |A_n|^2 \rangle$$

Здесь Q - добротность входного контура, l_d C_d - соответственно длина и емкость пикап-электрода, $2\pi R_0$ - периметр орбиты, e - заряд электрона, скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по пучку. Это соотношение было использовано для вычисления амплитуд гармоник $|A_n|$ на Рис.2.

Азимутальную плотность пучка представим в виде

$$\rho(\theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{A_n(t)}{2\pi} \exp(in\theta) \quad A_n(t) = \sum_{a=1}^N e^{in\theta(a)} \quad (1)$$

" a " - нумерует частицы, N - число частиц. В отсутствие взаимодействия движение частиц не коррелировано и, легко видеть, что среднее

$$\langle A_n \rangle = 0 \quad \langle |A_n|^2 \rangle = N$$

Как показано в [3] взаимодействие частиц через внешние системы, окружающие пучок, приводит к подавлению флуктуаций плотности таким образом, что

$$\langle |A_n|^2 \rangle = \frac{N}{1 + \frac{N}{N_{th}}} \quad (2)$$

где N_{th} определяется равенством величины продольного когерентного сдвига частоты

$$\Omega_n^2 = n^2 \frac{N e^2 \omega_s \omega'_0}{2\pi R_0} \left(\frac{Z_n}{n} \right) \quad (3)$$

разбросу частот обращения $n \delta \omega$ вблизи $n \omega_s$:

$$N_{th} = \frac{2\pi R_0 \delta \omega^2}{e^2 \omega_s \omega'_0} \left(\frac{n}{Z_n} \right)$$

Здесь Z_n импеданс камеры по отношению к пучку, $\omega_s = \omega_s(\rho_s)$ частота обращения равновесной частицы, $\omega'_0 = \frac{d\omega_0}{d\rho}$.

Формула (2) показывает, что, если число частиц не велико $N \ll N_{th}$ дисперсия флуктуаций плотности $\langle |A_n|^2 \rangle$ пропорциональна N (дробовой шум пучка). Видно, что величины флуктуаций плотности находятся в хорошем численном согласии с формулой (2) (Рис.2, кривая а).

Однако при охлаждении N_{th} может стать существенно меньше N . В этих условиях мощность шума пучка не зависит от числа частиц и определяется температурой пучка

$$\langle |A_n|^2 \rangle = N_{th} = \frac{2\pi R_0 \delta \omega^2}{e^2 \omega_s \omega'_0} \left(\frac{n}{Z} \right); N \gg N_{th} \quad (2.a)$$

Эти особенности шума хорошо видны на Рис.2. Увеличение мощности шумов с ростом протонного тока (при $J_p > 10$ мкА, кривая δ), повидимому, связано с ростом разброса по импульсам в протонном пучке за счет эффектов взаимного рассеяния протонов [6].

На Рис.3 приведены спектры шума неохлажденного (кривая а) и охлажденного пучков (кривые δ и ϵ). Характерной особенностью спектра шума охлажденного пучка при большом токе является наличие двух четко выраженных пиков (кривая δ). Как

уже отмечалось выше, эта особенность связана с распространением волн флуктуаций вдоль и против движения пучка. В работе [3] было показано, что расстояние между этими пиками равно $2\Omega_n$. С уменьшением тока пучка максимумы спектра сближаются и при малом токе (кривая ϵ , $J_p = 0,5$ мкА) не разрешаются аппаратурой.

Зависимость когерентного сдвига $\frac{\Omega_n}{n}$ от протонного тока, измеренная по расстоянию между максимумами спектра для пятой и восьмой гармоник частоты обращения, показана на Рис.4. Видно, что $\frac{\Omega_n}{n}$ пропорционально $\sqrt{J_p}$ в соответствии с выражением (3).

Эти данные позволяют по известным параметрам накопителя [4] восстановить эффективный импеданс камеры по отношению к пучку Z_n :

$$\frac{Z_n}{n} = \left(\frac{\Omega_n}{n \omega_s} \right)^2 \left(\frac{\rho_s V_s}{e J_p} \right) \frac{1}{\gamma} \quad (5)$$

Здесь $J_p = \frac{1}{2\pi} e N \omega_s$, а $\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma^2_c}$, γ - релятивистский фактор, γ_c - соответствует критической энергии. Величина, восстановленная по (5), оказалась равной 557 ± 50 Ом, что хорошо совпадает с импедансом идеально проводящей камеры радиусом $\epsilon = 3,5$ см по отношению к пучку радиусом $a_p = 0,01$ см, равным 540 Ом.

Результаты измерения спектра шумов могут быть также использованы для вычисления разброса по импульсам в пучке. Для пучка с большим разбросом по импульсам ($N_{th} \gg N$) $\frac{\Delta P}{P}$ определяет ширину спектра шума:

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\Delta \omega_n}{n \omega_s} \right)$$

Так полуширина спектра неохлажденного пучка, приведенного на Рис.3а, составляет 250 Гц на восьмой гармонике частоты обращения ($\frac{\omega_s}{2\pi} = 2,2 \cdot 10^6$ Гц). Это дает величину разброса по импульсам

$$\frac{\Delta P}{P} = 1,8 \cdot 10^{-4}$$

В противоположность этому, после охлаждения ($N_{th} \ll N$) ширина спектра определяется интенсивностью пучка N (Рис.3б,в), а разброс по импульсам определяет мощность шума $\langle |A_n|^2 \rangle$ в соот-

ветствии с формулой (2.а), которую мы перепишем в виде:

$$\frac{W_n}{W_{no}} = \frac{\langle |A_n|^2 \rangle}{N} = \left(\frac{n \delta \omega}{\Omega} \right)^2$$

где W_{no} — мощность шума пучка той же интенсивности, но с большим разбросом по импульсам (кривая а на Рис.2). Используя данные, приведенные на Рис.2а, б и Рис.4, получим для охлажденного пучка при токе $I_p \leq 10$ мкА:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_n}{n \omega_s} \right) \sqrt{\frac{W_n}{W_{no}}} \approx 1.4 \cdot 10^{-6}$$

Любопытно отметить, что такому разбросу по импульсам отвечает экзотически малая продольная температура пучка в сопутствующей системе координат $T = 1^\circ K$.

Установившееся значение разброса по импульсам определяется равенством мощности трения мощности диффузии. При уменьшении декрементов затухания разброс по импульсам, а следовательно, и мощность шумов возрастают. В наших измерениях величина декрементов изменялась модуляцией продольных скоростей электронов переменным напряжением с частотой $\omega = 5$ кГц. Зависимость мощности шума от амплитуды модуляции приведена на Рис.5. Видно, что с увеличением модуляции мощность шума возрастает.

Из результатов работы следует, что при анализе шумов непрерывного пучка в накопителе (скажем, для диагностики) следует иметь в виду рассмотренные изменения спектра шумов, обусловленные взаимодействием частиц в пучке.

В заключение авторы выражают благодарность за полезные обсуждения А.Н.Скринскому, И.Н.Мешкову и Я.С.Дербеневу.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, А.Ф.Булусев и др. X Международная конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т.1, стр.523, Серпухов, 1977.
2. J.Boyer, P.Bramham, et al CERN-ISR-DI/RF 74-23 1974
3. В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков. Препринт ИЯФ 78-99, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1978.
4. Г.И.Будкер, Н.С.Диканский и др. Part. Acc. т 7 N4.
5. Г.И.Будкер, АЭ, 22, 346, 1967.
6. В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков. Препринт ИЯФ 77-37, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1977.

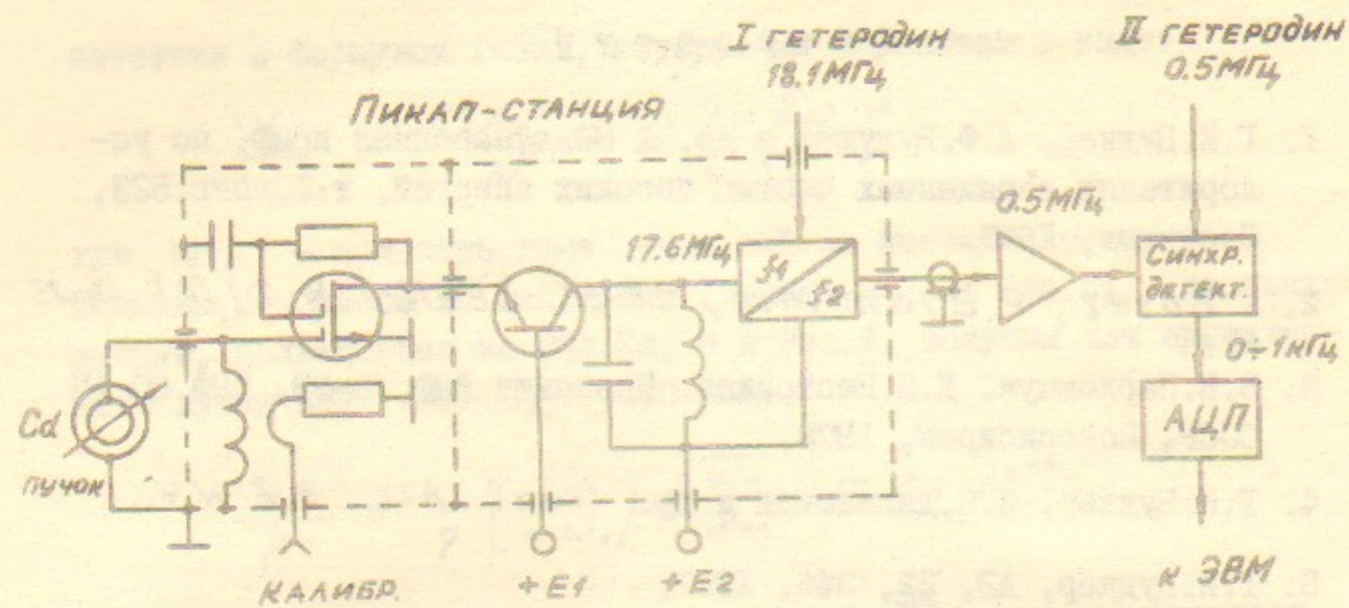


Рис.1. Блок-схема аппаратуры измерения шумов пучка на 8^{ой} гармонике частоты обращения

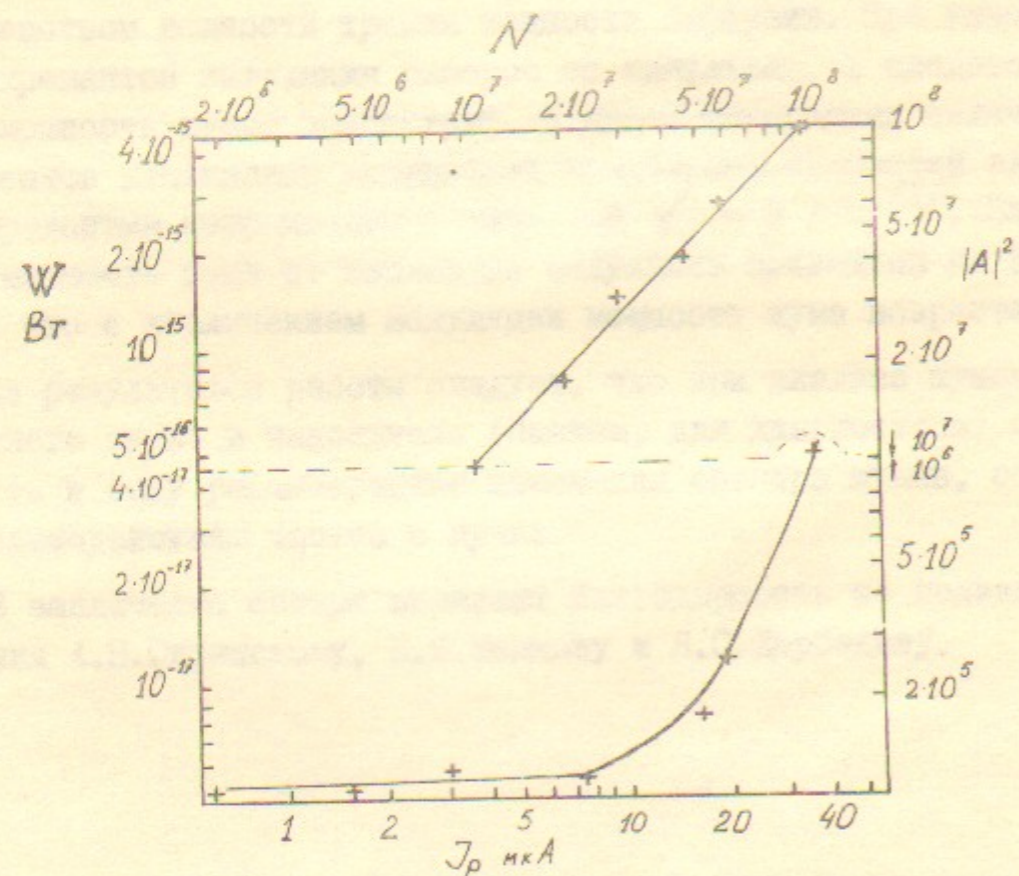


Рис.2. Зависимость мощности шума от протонного тока
 а) неохлажденного пучка,
 б) охлажденного пучка.

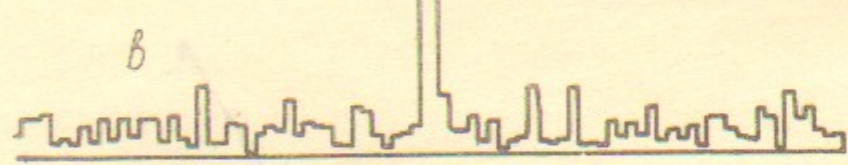
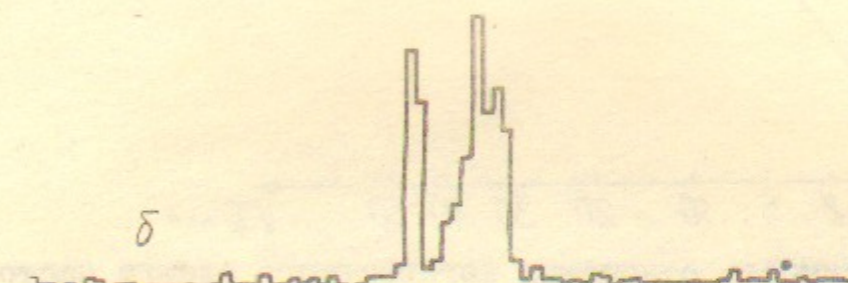


Рис.3. Спектры шума

- а) неохлажденный пучок $J_p = 30 \text{ мкА}$
- б) охлажденный пучок $J_p = 30 \text{ мкА}$
- в) охлажденный пучок $J_p = 5 \text{ мкА}$

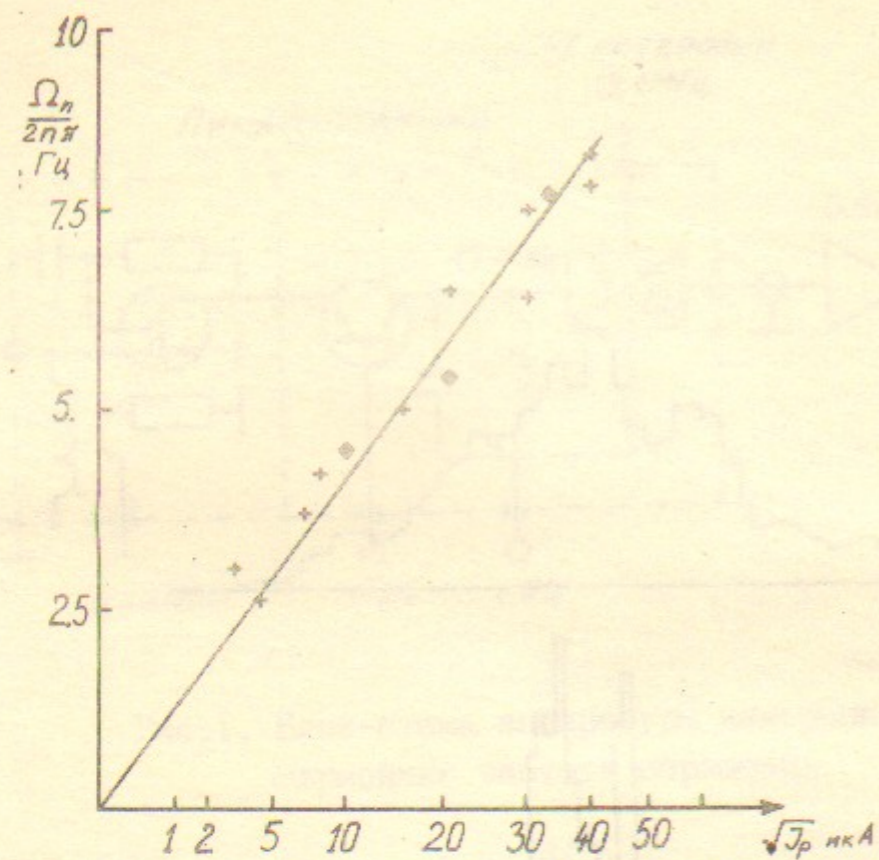


Рис.4. Зависимость отношения когерентного сдвига частоты к номеру гармоники $\frac{\Omega_n}{2\pi n}$ от протонного тока
 + по измерениям на 8й гармонике частоты обращения
 ◇ по измерениям на 5й гармонике.

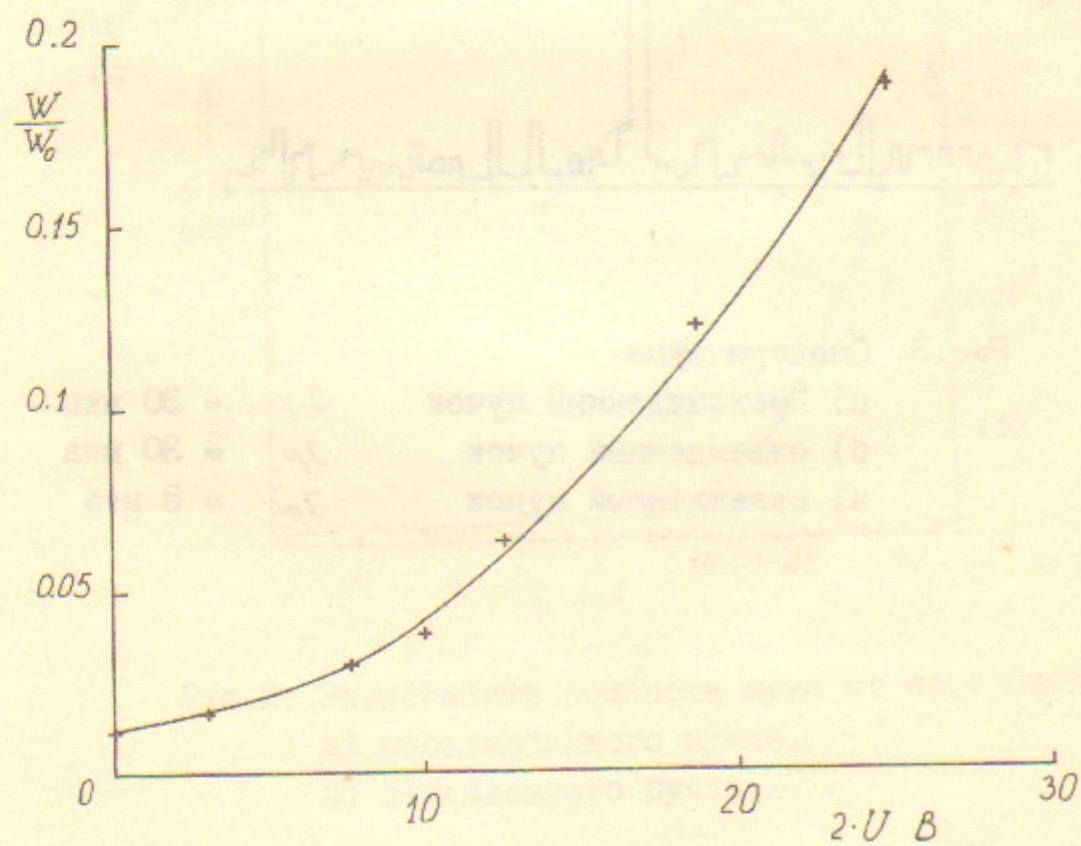


Рис.5. Зависимость мощности шума протонного пучка от амплитуды модуляции продольных скоростей электронов.

Работа поступила 24 июля 1979 г.

Ответственный за выпуск С.Г.Попов
 Подписано к печати 20.8-1979г. № 02992
 Усл.0,8 печ.л., 0,7 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 70.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР