

С 345e

К-142

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2188/2-72

28/vi-
9 - 6375



Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ДВУХЭТАПНОГО РЕЖИМА УСКОРЕНИЯ
ДЕЙТРОНОВ НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ

1972

9 - 6375

Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ДВУХЭТАПНОГО РЕЖИМА УСКОРЕНИЯ
ДЕЙТРОНОВ НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Получение интенсивных пучков тяжелых частиц является важным этапом использования синхрофазотрона для исследований в области релятивистской ядерной физики. Предложенный двухэтапный режим ускорения дейтронов и других более тяжелых ядер на синхрофазотроне ОИЯИ^{1/} предъявляет определенные требования к характеристикам магнитного поля и высокочастотного ускоряющего напряжения при переходе с одного этапа ускорения на другой.

В работе показана возможность осуществления 100-процентного захвата пучка во второй этап ускорения и приводятся экспериментальные результаты влияния на интенсивность пучка амплитуды ускоряющего напряжения и пульсаций в магнитном поле.

1. О программировании амплитуды ускоряющего напряжения на первом этапе ускорения

При двухэтапном режиме ускорения требуется более широкий диапазон регулирования амплитуды ускоряющего напряжения, чем при ускорении протонов в обычном режиме. Известно, что эффективность ускоряющего электрода, при пролете через зазоры которого частица приобретает энергию, определяемую разностью между мгновенными значениями напряженности электрического поля в моменты пролета частицы входного и выходного зазоров, зависит от длины электрода и кратности ускорения^{2/}. При переходе с первого этапа ускорения на второй (со второй кратности на первую) амплитуда ускоряющего напряжения " V_0 " должна быть

увеличена не менее, чем в $\sim 1,5$ раза. Однако, как будет видно ниже, для осуществления ~ 100 -процентного захвата пучка во второй этап ускорения требуется изменять " V_0 " в еще больших пределах.

Амплитуда ускоряющего напряжения, определяя размеры области устойчивости и частоту синхротронных колебаний $^{1/3}$, непосредственно влияет как на эффективность захвата, так и на темп потерь интенсивности. Настройка ускоряющей системы на начальных частотах первого (~ 200 КГц) и второго (~ 700 КГц) этапов (перестройка ускоряющей системы со второй кратности на первую производится при выключенном ускоряющем напряжении 1,4) сопровождается некоторым затягиванием переднего фронта установления " V_0 " на первом этапе ускорения x .

Полученная по данным измерений зависимость интенсивности дейтронного пучка " J ", нормированной по интенсивности при напряженности магнитного поля 170 э, когда заканчивается процесс банчеровки пучка, в функции напряженности магнитного поля для различных случаев изменения амплитуды ускоряющего напряжения представлена кривыми рис. 1. При $V_{01} = 7$ кв на фазовый и радиальный размеры области устойчивости существенное влияние оказывает возрастающая скорость изменения магнитного поля (кривая " \dot{H} "). Это приводит к сокращению размеров области устойчивости, что является причиной увеличения потерь интенсивности (кривая J_I). Для характера изменения " V_{0III} " больший темп потерь интенсивности пучка на начальном участке (кривая " J_{III} ") объясняется тем, что радиальный размер области устойчивости превышает ширину рабочей области ускорителя. Наименьшим потерям интенсивности (кривая " J_{II} ") соответствует характер изменения амплитуды ускоряющего напряжения " V_{0II} ". Для сравнения на этом же рисунке показан

^{x/} Так как в существующей ускоряющей системе фронт установления " V_0 " практически неуправляем, то специальные исследования влияния фронта " V_0 " на захват и потери не проводились.

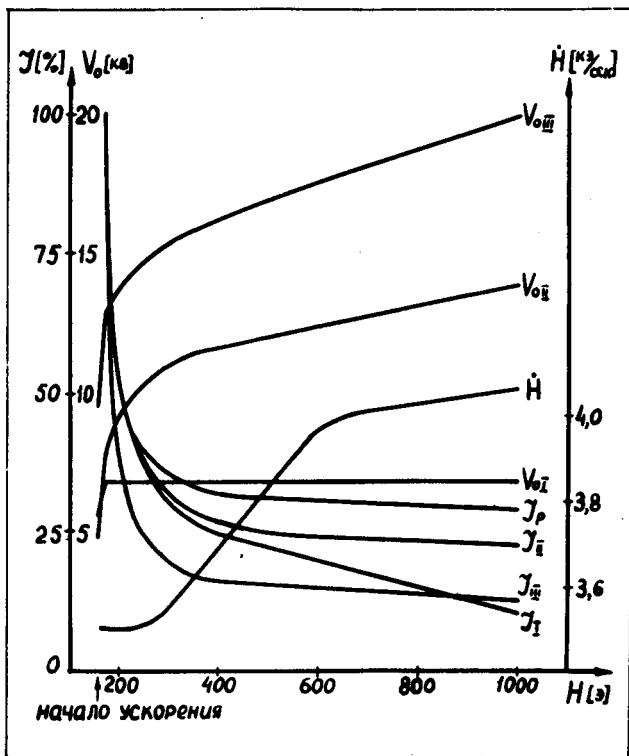


Рис. 1. Характер изменения интенсивности дейтронного пучка ($J_I + J_{III}$) для различных случаев изменения амплитуды ускоряющего напряжения ($V_{0I} - V_{0III}$) и протонного пучка " J_P " в функции напряженности магнитного поля " H ". Кривая " \dot{H} " - скорость нарастания магнитного поля.

характер потерь интенсивности протонного пучка " J_p ", имеющий место в оптимальном режиме ускорения при таком же вакууме в камере ускорителя.

2. Влияние пульсаций в магнитном поле на потери интенсивности

Энергия, приобретаемая равновесной частицей за один оборот, определяется соотношением [3/

$$eV_0 \cos \phi_0 = \frac{(2\pi R_0 + L) eR_0}{c} \dot{H}, \quad (1)$$

где: eV_0 - максимальная энергия, которую может приобрести частица за один оборот; ϕ_0 - равновесная фаза (фаза ускоряющего поля, при которой равновесная частица пролетает ускоряющий промежуток); R_0 - радиус центральной орбиты ускорителя; L - суммарная длина прямолинейных промежутков; c - скорость света; e - заряд частицы; \dot{H} - скорость нарастания магнитного поля.

Из выражения (1) следует, что при постоянной амплитуде ускоряющего напряжения пульсации в магнитном поле приводят к колебаниям равновесной фазы, вследствие чего могут происходить раскачка синхротронных колебаний и потери интенсивности. Естественно, что с увеличением пульсаций потери интенсивности должны возрастать. В связи с этим представляет интерес выяснение влияния эффекта подавления пульсаций на потери частиц при ускорении. С этой целью были проведены измерения коэффициента потерь " $K_{\text{пл}}$ " на участке (170-1000) эрстед (на участке наибольших потерь интенсивности) в двух режимах: I - ускорения с включенной системой, компенсирующей действие пульсаций на равновесную фазу ускоряющего напряжения; II - обычного ускорения, когда эта система выключена. Характер изменения " V_0 " соответствует оптимальному случаю " $V_{0\text{II}}$ " рис. 1.

Пульсации в магнитном поле увеличивались путем изменения углов регулирования вентильного преобразователя системы питания магнита. Углы регулирования изменялись таким образом, чтобы имелась возможность увеличения пульсаций в 2 и 3 раза по сравнению с обычными, принимаемыми за 1.

По данным измерений на рис. 2 представлена зависимость коэффициента потерь " $K_{\text{п}}$ " в функции величины пульсаций " ℓ " для двух указанных режимов ускорения. В интервале " ℓ " от 0 до 1 кривые экстраполированы. При экстраполяции учитывались два обстоятельства: во-первых, каждая кривая вблизи $\ell = 0$ должна иметь некоторое плато, и, во-вторых, разница между указанными режимами ускорения должна сглаживаться (кривые должны сходиться). Из рис. 2 следует, что подавление пульсаций, например, в 10 раз, практически не скажется на режиме ускорения при компенсации раскачки равновесной фазы, и позволит увеличить интенсивность пучка всего лишь на $\sim 20\%$ по сравнению с ускорением в обычном режиме.

3. Режим захвата пучка во второй этап ускорения

Захват пучка во второй этап ускорения происходит из сплошного кольцевого сгустка при повторном включении ускоряющего напряжения в режиме постоянного во времени магнитного поля ("стола") /5-7/.

При ускорении в постоянном магнитном поле ($\dot{H} = 0$) энергия, приобретаемая равновесной частицей за один оборот, равна нулю, и, независимо от амплитуды ускоряющего напряжения, равновесная фаза $\phi_0 = \pi/2$. Динамика движения частиц в фазовой плоскости (в координатах ϕ , $\dot{\phi}$) описывается первым интегралом фазового уравнения и, для данного случая, имеет вид /8/:

$$Q = \frac{\dot{\phi}}{\omega_0 \sqrt{\frac{eV_0 KF}{\pi E}}} = \sqrt{\underset{\text{нач.}}{\sin \phi} - \underset{\text{нач.}}{\sin \phi} + Q^2}, \quad (2)$$

где: ω_0 - частота ускоряющего напряжения; E - полная энергия частицы; $K = 1 + \frac{n}{1-n} \frac{1}{\beta^2}$; $F = 1 - \frac{L}{(2\pi R_0 + L)[n + \beta^2(1-n)]}$; n - показатель спада магнитного поля; β - отношение скорости частицы к скорости света; ϕ - фаза ускоряющего поля; $\dot{\phi}$ - скорость изменения фазы; $\phi_{\text{нач.}}$, $Q_{\text{нач.}}$ - начальные значения ϕ и Q . Движение частиц может быть представлено и в радиально-фазовой плоскости, так как /3/:

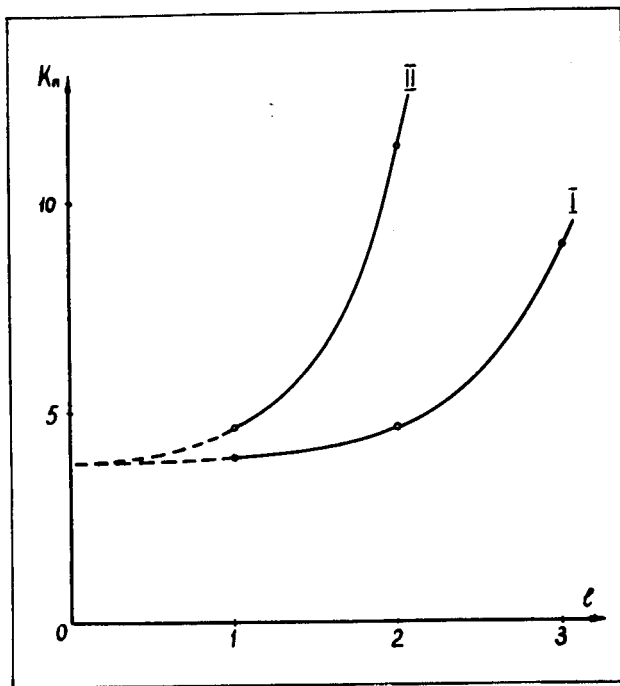


Рис. 2. Зависимость коэффициента потерь интенсивности K_n при ускорении дейтронов в интервале поля $H = (170 + 1000) \text{ э}$ от величины пульсаций l ($l = 1$ соответствует обычным пульсациям): I - ускорение с включенной системой, компенсирующей раскачку равновесной фазы; II - обычный режим ускорения.

$$\frac{\rho}{R_0} = \frac{1}{KF(1-n)\beta^2} \frac{\dot{\phi}}{\omega_0}, \quad (3)$$

где ρ - отклонение радиуса траектории частицы от R_0 .

Уравнение сепаратрисы в координатах ϕ , ρ для данного случая (ϕ нач. $= -\pi/2$; Q нач. $= 0$) имеет вид:

$$\frac{\rho}{R_0} = \sqrt{\frac{eV_0}{\pi E K F(1-n)\beta^2}} \sqrt{1 + \sin \phi}. \quad (4)$$

На рис. 3 "а" представлена сепаратриса (более жирная линия), рассчитанная на основании уравнения (4) для некоторого частного случая,

для которого максимальный радиальный размер области устойчивости равен энергетической ширине пучка, ускоренного к концу первого этапа. Если предположить, что частицы распределены в пучке равномерно, то захватывается ~ 55% интенсивности.

Представляет интерес рассмотрение радиально-фазового движения тех частиц, которые в силу своих начальных условий оказались за пределами области устойчивости (заштрихованные области, рис. 3"а"). На рисунке показаны также радиально-фазовые траектории, рассчитанные по уравнениям (2) и (3) для наиболее характерных частиц, расположенных первоначально на границе пучка и обозначенных цифрами 1,2,3...9. Эти частицы будут совершать радиальные колебания, смещаясь по фазе в одну сторону (при $Q_{нач.} > 0$ будут отставать по фазе, смещаясь вправо на рис.3 "а"; при $Q_{нач.} < 0$ будут смещаться влево, как показано стрелками). Положение указанных частиц в радиально-фазовой плоскости (в координатах ϕ , ρ) в любой момент времени " τ " можно определить, интегрируя уравнение (2):

$$\int_{\phi_{нач.}}^{\phi_{\tau}} \frac{d\phi}{\sqrt{\sin \phi - \sin \phi_{нач.} + Q_{нач.}^2}} = \int_0^{\tau} \omega_0 \sqrt{\frac{eV_0 K F}{\pi E}} dt \quad (5)$$

и учитывая соотношения (2) и (3).

Через $\tau = 400$ мксек (приблизительно, через четверть периода малых синхротронных колебаний) обозначенные частицы расположатся в радиально-фазовой плоскости так, как показано на рис. 3"б". Если в этот момент времени "скачком" увеличить амплитуду ускоряющего напряжения (область устойчивости до изменения " V_0 " показана пунктирной линией, а после изменения - жирной), то в новую область устойчивости попадет свыше 50% не захваченных ранее частиц, и эффективность захвата возрастет до ~85%.

Не захваченные и на этот раз, частицы, двигаясь по новым радиально-фазовым траекториям, располагающимся ближе к сепаратрисе, еще через 400 мксек окажутся в местах, указанных на рис.3 "в". Если в этот момент снова "скачком" увеличить " V_0 ", то будет захвачено уже свыше 90% частиц.

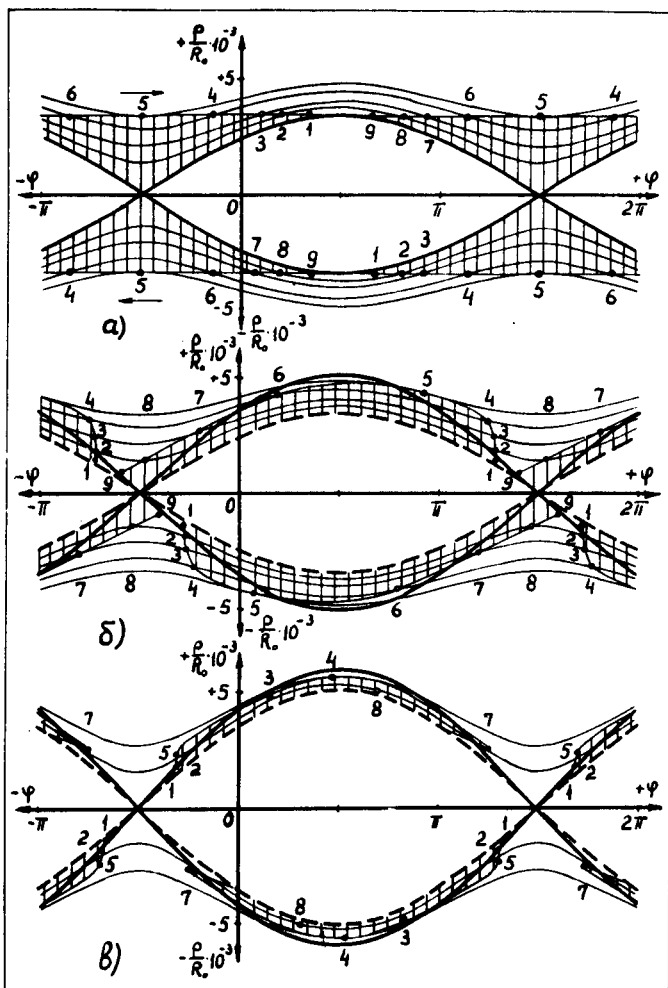


Рис. 3. Положение частиц с начальными условиями 1,2,3...9 в радиально-фазовой плоскости: а) в момент включения $V_0 = 10$ кв; б) через 400 мксек (V_0 "скачком" возрастает до 20 кв); в) через 800 мксек (V_0 "скачком" возрастает до 30 кв).

Таким образом, практически 100-процентный захват пучка во второй этап ускорения может быть осуществлен за счет скачкообразного изменения амплитуды ускоряющего напряжения в течение интервала времени порядка $(1 \pm 1,5)$ мсек.

Расчеты, выполненные на ЭВМ по формулам (3), (4), (5) с плавно нарастающей амплитудой ускоряющего напряжения, показали, что, хотя частицы и приближаются к сепаратрисе, в область устойчивости они все же не попадают.

Период колебаний частиц по радиусу (интервал времени, в течение которого частица сместится по фазе на 2π) зависит от положения траектории в радиально-фазовой плоскости. На рис. 4 представлена зависимость периода этих колебаний от радиального положения фазовой траек-

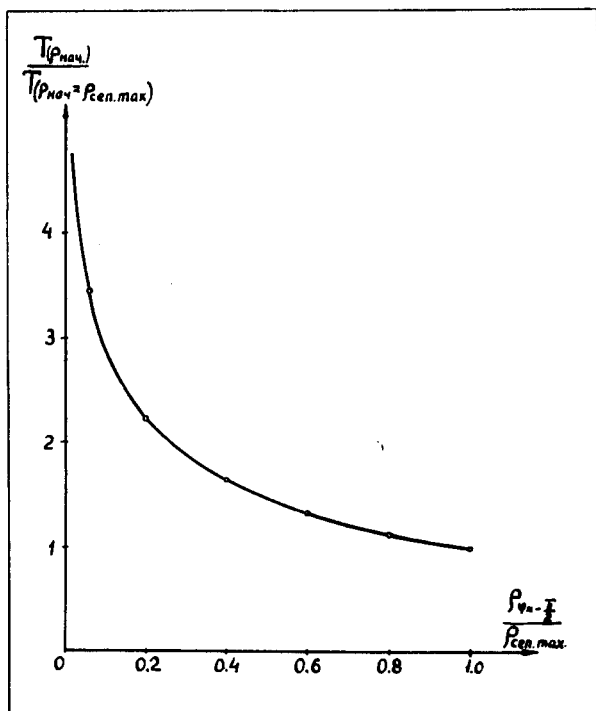


Рис. 4. Зависимость периода радиально-фазовых колебаний от радиального положения частицы при $\phi_{нач.} = -\pi/2$, нормированного по максимальному полуразмеру сепаратрисы " $r_{сеп. макс.}$ " (за единицу принят период колебаний частицы, у которой $r_{нач.} = r_{сеп. макс.}$, $\phi_{нач.} = -\pi/2$).

тории при $\phi = -\pi / 2$, нормированной по максимальному полуразмеру сепаратрисы " $\rho_{\text{сеп. макс}}$ ". Из рис. 4 следует, что частицы задерживаются в своем радиально-фазовом движении вблизи сепаратрисы (период колебаний стремится к ∞).

Очевидно, что плавно увеличивающееся ускоряющее напряжение можно представить как состоящее из множества небольших "скачков". При каждом "скачке" захватывается некоторая порция частиц, расположенных вблизи сепаратрисы, а некоторая часть, приблизившись к сепаратрисе и замедлив свое радиально-фазовое движение, будет захвачена при последующем "скачке". Этот процесс может повторяться многократно до получения ~ 100 -процентного захвата.

Таким образом, ~ 100 -процентный захват может быть получен как при наличии 2 + 3 "скачков" в амплитуде ускоряющего напряжения, так и, в пределе, при ее медленном, адиабатическом нарастании /9/.

Иллюстрацией не критичности характера нарастания амплитуды ускоряющего напряжения на режим ~ 100 -процентного захвата пучка во второй этап ускорения может служить осциллограмма рис. 5. Амплитуда

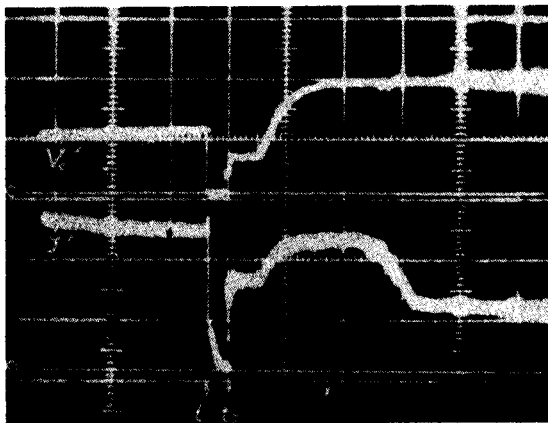


Рис. 5. Осциллограмма сигналов амплитуды ускоряющего напряжения " V_0 " (верхний луч) и интенсивности дейтронного пучка " J " (нижний луч) при переходе с первого этапа ускорения на второй.

ускоряющего напряжения " V_0 " (верхний луч) после повторного включения нарастает сначала скачкообразно от 0 до 4 кв, и от 4 кв до 8 кв, а затем по экспоненциальному закону - до 24 кв. На нижнем луче появляется сигнал, пропорциональный интенсивности пучка " J ". Исчезновение сигнала интенсивности в интервале $t_I + t_{II}$ обусловлено дебаucherовкой пучка, когда отсутствует ускоряющее напряжение. Как следует из осциллограммы, во второй этап ускорения захватывается ~95% дейтронов, ускоренных к концу первого этапа. Потери интенсивности после захвата происходят в переходном режиме магнитного поля из постоянного в растущее.

4. Влияние пульсаций в магнитном поле на режим захвата пучка во второй этап ускорения

При рассмотрении режима захвата пучка во второй этап ускорения предполагалось, что магнитное поле на "столе" постоянно. Непостоянство поля приводит к сокращению азимутальных размеров области устойчивости, и расположенные за ее пределами частицы не могут быть захвачены, так как в своем радиально-фазовом движении они будут постепенно удаляться от сепаратрисы. Наличие быстрых пульсаций в поле (при постоянном среднем значении) приводит по той же причине к раскачке синхротронных колебаний и выходу из синхронизма ранее захваченных частиц.

С этой целью были проведены измерения эффективности захвата во второй этап ускорения в зависимости от величины пульсаций в магнитном поле на "столе". Увеличение пульсаций достигалось изменением емкости **LC**-фильтра в системе подавления пульсаций/10/. Пульсации при этом изменялись от обычного значения (система подавления пульсаций выключена) до минимальной величины (система подавления пульсаций уменьшает последние в ~ 100 раз).

Результаты измерений представлены кривой рис. 6. Интенсивность пучка, захваченного во второй этап ускорения, нормирована по интен-

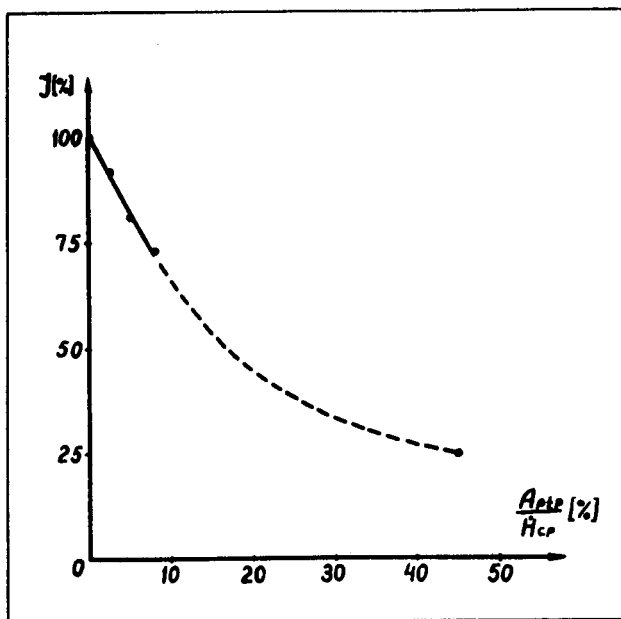


Рис. 6. Зависимость интенсивности захваченного во второй этап ускорения дейтронного пучка от величины пульсаций в магнитном поле.

сивности при подавленных в ~ 100 раз пульсациях. Величина пульсаций " $A_{пеп}$ " (от пика до пика) нормирована по средней скорости нарастания магнитного поля в обычном режиме " $H_{ср}$ ". В интервале величины пульсаций $A_{пеп} / H_{ср} = (8 + 45)\%$ кривая экстраполирована. Наличие полных пульсаций, как следует из рисунка, снижает эффективность захвата в ~ 4 раза. Иллюстрацией могут служить осциллограммы рис. 7. На верхних лучах осциллограмм — сигналы, пропорциональные интенсивности дейтронного пучка, на нижних — сигналы, пропорциональные напряженности магнитного поля. При включенной системе подавления пульсаций (рис. 7а) во второй этап ускорения захватывается $\sim 90\%$ интенсивности пучка. При обычных пульсациях (система подавления пульсаций выключена) эффективность захвата составляет лишь $\sim 20\%$ (рис. 7б).

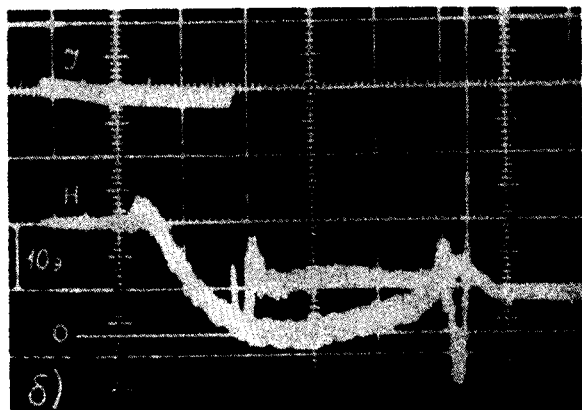
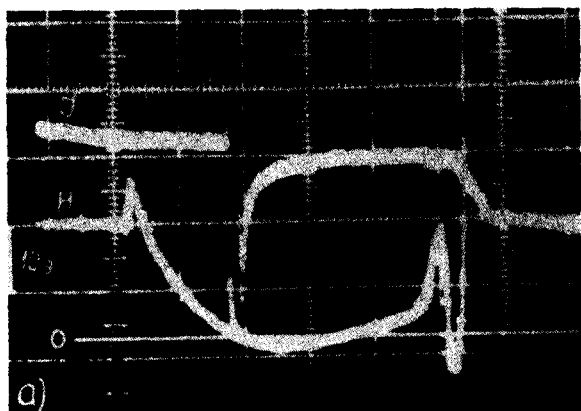


Рис. 7. Осциллограммы сигналов интенсивности (верхние лучи) и напряженности магнитного поля (нижние лучи) для двух случаев: а) пульсации "на столе" поля подавлены в ~ 100 раз., б) обычные пульсации.

Таким образом, эффективное подавление пульсаций на "столе" магнитного поля способствует осуществлению, практически, 100-процентного захвата дейтронного пучка во второй этап ускорения. Подавление пульсаций, например, в 10 раз, снижает эффективность захвата на ~20%.

З а к л ю ч е н и е

Проведенные исследования оказались полезными для обеспечения минимальных потерь интенсивности дейтронного пучка при ускорении на первом этапе, получения максимальной эффективности захвата во второй этап и успешного осуществления режима ускорения дейтронов до максимального импульса 11 Гэв/с.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность А.А. Смирнову, Ю.М. Старикову и С.В. Федукосу за участие в экспериментальных исследованиях.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Д. Безногих, Л.П. Зиновьев и др. ОИЯИ, Р9-4214, Дубна, 1968.
2. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов и др. ПТЭ, №2, 21 (1965).
3. М.С. Рабинович. Труды ФИАН СССР, т. X (1958).
4. А.М. Балдин, Ю.Д. Безногих и др. ОИЯИ, Р9-5442, Дубна, 1970.
5. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов, Г.П. Пучков. ОИЯИ, 9-5821, Дубна, 1971.
6. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов, Г.П. Пучков. ОИЯИ, Р9-5311, Дубна, 1970.
7. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов, ОИЯИ, 2795, Дубна, 1966.
8. Г.С. Казанский и др. АЭ, т. 18, вып. 6, 555, (1965).
9. CERN Courier No. 11, v. 10, p. 355 (1970), .
10. А.А. Смирнов и др. ОИЯИ, Р9-5724, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 апреля 1972 года.