

С345 е1

Д-183

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3353/1-71

P9 - 5945



В.И. Данилов, П.А. Полубоярова,
А.Н. Сафонов, В.В. Феоктистов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

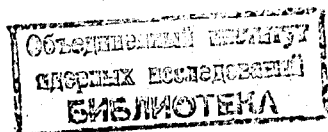
ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ПУЧКА
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ОТ УСКОРЯЮЩЕГО
НАПРЯЖЕНИЯ И СПАДА
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

1971

P9 - 5945

В.И. Данилов, П.А. Полубоярова,
А.Н. Сафонов, Б.В. Феоктистов

ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ПУЧКА
В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ОТ УСКОРЯЮЩЕГО
НАПРЯЖЕНИЯ И СПАДА
МАГНИТНОГО ПОЛЯ



Теоретические^{/1,2/} и экспериментальные^{/3/} исследования показали, что закон изменения тока пучка ускоренных протонов с напряжением близок к квадратичному. В работе Данилова В.И. и др.^{/4/} для синхроциклотрона ОИЯИ была произведена оценка предельного тока, удерживаемого совокупностью фокусирующих сил в конце времени захвата.

Поскольку удерживаемый в конце времени захвата ток зависит от формы пучка, интересно установить, как изменяется форма пучка с увеличением ускоряющего напряжения $U_{ус}$ при $\frac{F_M}{U_{ус}} = const$ (F_M - частота модуляции), а также с увеличением спада магнитного поля (для улучшения магнитной фокусировки).

Расчёт радиально-фазового движения протонов для нахождения зависимости формы пучка от параметров ускорения производился на ЭВМ интегрированием дифференциальных уравнений движения частиц в магнитном и электрическом полях центральной области синхроциклотрона^{/5,6/}. Так как радиальные размеры пучка определяются не только радиально-фазовыми но и радиальными бетатронными колебаниями, возникающими в поле постоянного отрицательного смещения на дуанте E_0 , то формула для электрического поля дуанта E_y была определена в виде

$$E_y = \frac{D^2}{D^2 + \gamma^2 \pi^2} [E_0 + E \cos((1+\Delta) \cdot (1 - \gamma \omega_0 t) \omega_0 t)], \quad (1)$$

где ω_0 - круговая частота обращения протонов в центре, D - апертура дуанта, $E = \frac{U_{ус}}{D}$, $E_0 = \frac{U_{см}}{D}$, $\Delta = \frac{\omega_{нач} - \omega_0}{\omega_0}$ ($\omega_{нач}$ - начальная частота генератора), $\gamma = -\frac{1}{2 \omega_0^2} \cdot \frac{d\omega}{dt}$ характеризует наклон частотной программы, $U_{см}$ - напряжение смещения.

При вычислениях на печать выдавались значения r_{max} и r_{min} на одном обороте и фаза иона по отношению к фазе в.ч. поля. На рис. 1 показана одна из радиальных траекторий. Колебания эксцентриситета орбит характеризуют период прецессии, обусловленной смещением и спадом магнитного поля. Величина периода прецессии, определенная из рис. 1 ($T_{np} \approx 22$ мксек), хорошо согласуется с вычисленной по формуле^{7/}

$$T_{np} = \frac{2\pi}{\omega(1 - \sqrt{1-n})}, \quad (2)$$

где n - коэффициент неоднородности магнитного поля ($n \approx 0,35 \cdot 10^{-2}$), а ω - круговая частота обращения.

При параметрах, соответствующих рабочему режиму синхроциклотрона ОИЯИ ($U_{yc} = 18$ кв, $U_{cm} = -2$ кв, $E = 1,13$ кв/см, $E_0 = -0,13$ кв/см, $\gamma = 0,5 \cdot 10^{-6}$ и $h = 4 \cdot 10^{-5}$ 1/см²), процесс формирования пучка в течение времени захвата при изменении начальных фаз в диапазоне $\pm 90^\circ$ изображен на рис. 2. Из рисунка видно, что в случае неоднородного электрического поля не происходит полной фазировки к нулевой фазе, как это было ранее показано Бомом и Фолди для однородного поля^{8/}, хотя за 50-100 оборотов диапазон захваченных фаз сужается примерно до $20-30^\circ$. Интервал начальных фаз ($-60+75^\circ$) ограничен возвращением частиц к центру и выпадением их из области фазовой устойчивости.

Если имеется достаточное количество радиальных и фазовых траекторий, то можно определить, как изменяется форма пучка в процессе ускорения. На рис. 3 показана форма пучка для четырех моментов времени на начальном этапе ускорения. Форма пучка дана в момент, когда напряжение на дуанте (на рис. 3 дуант предполагается расположенным выше горизонтальной оси) максимально и положительно. Направление вращения пучка показано стрелкой. Цифрами отмечены группы частиц, стартующих с интервалом 32 оборота (200 рад) до начала захвата ($-2+0$), в течение времени захвата ($1+25$) и после окончания захвата ($26+29$ и т.д.).

Изменение формы пучка в зависимости от ускоряющего напряжения изучалось при условии постоянства отношения γ/E (при этом зависимость $\cos \phi$ от радиуса не меняется). Рассматривались два отношения γ/E :

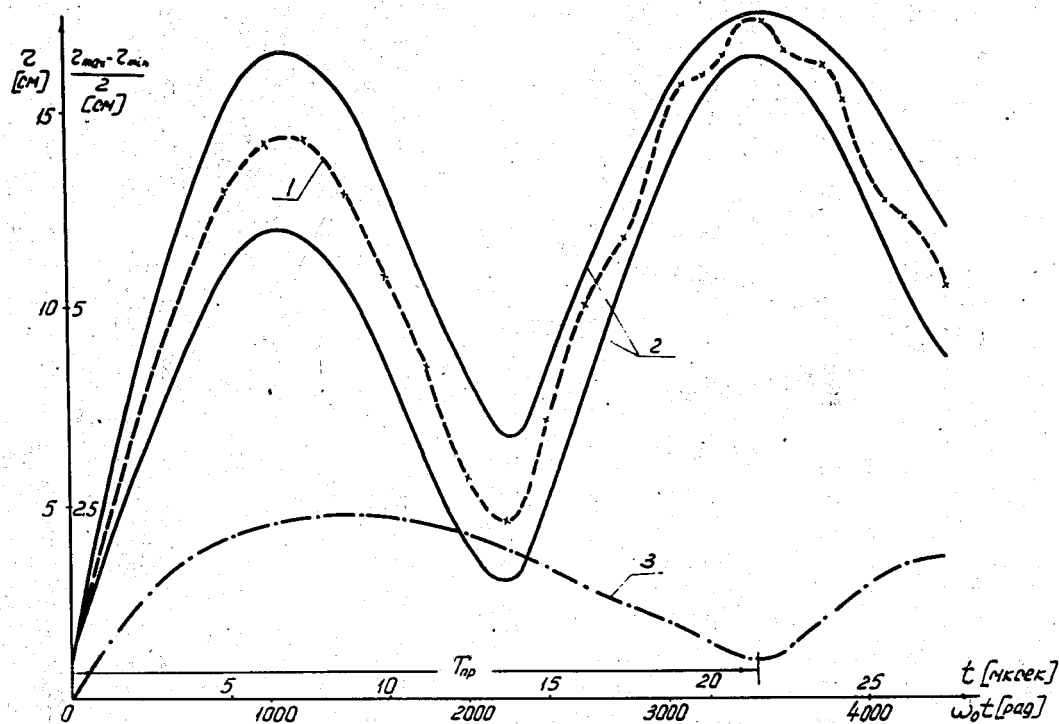


Рис. 1. Радиальные траектории для $\gamma = 0,5 \cdot 10^{-6}$, $E = 1,13$ кв/см;
 $U_{yc} = 18$ кв; 1 - без смещения на дуанте, $E_0 = 0$; 2 - смещение на дуанте
 $U_{cm} = -2$ кв, $E_0 = -0,13$ кв/см; 3 - эксцентриситет орбит, $T_{op} \approx 22$ мксек.

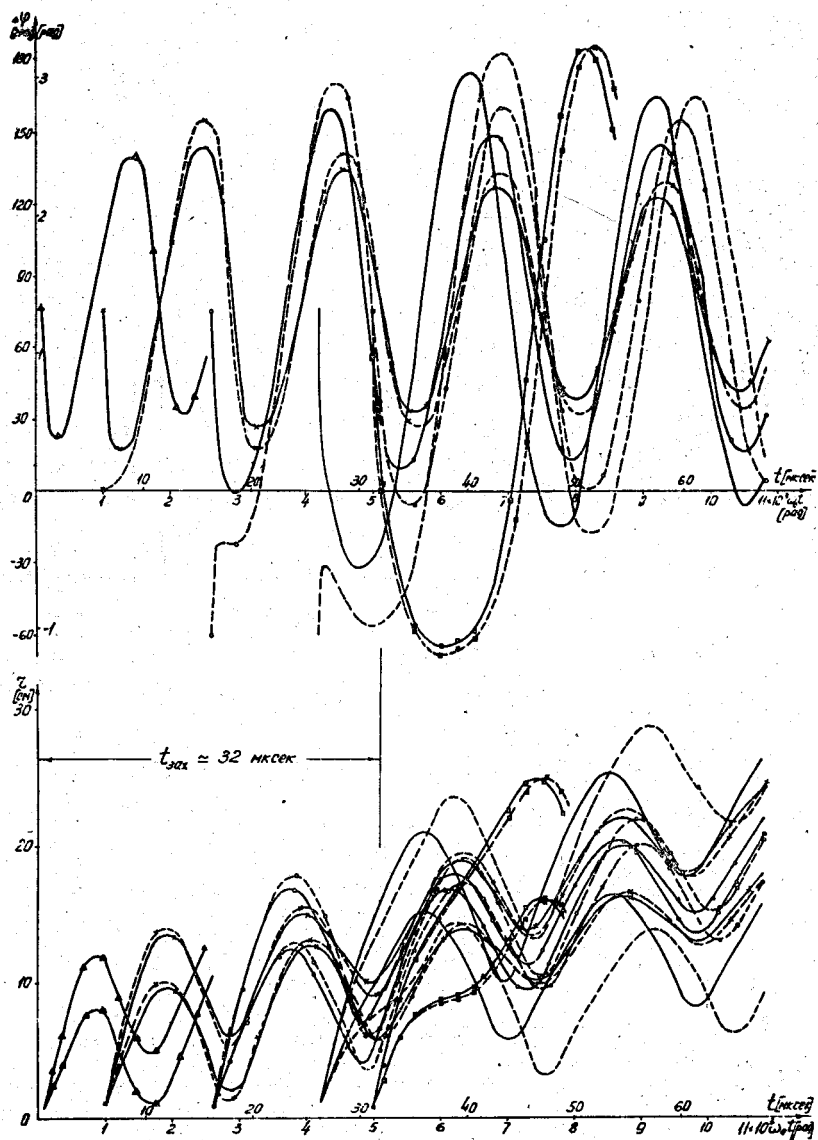


Рис. 2. Радиальные и фазовые траектории для $U_{\text{св}} = 18$ кв, $U_{\text{см}} = -2$ кв, $\gamma = 0,5 \cdot 10^{-6}$, $h = 4 \cdot 10^{-5}$ 1/см², $t_{\text{зах}} \approx 32$ мксек.

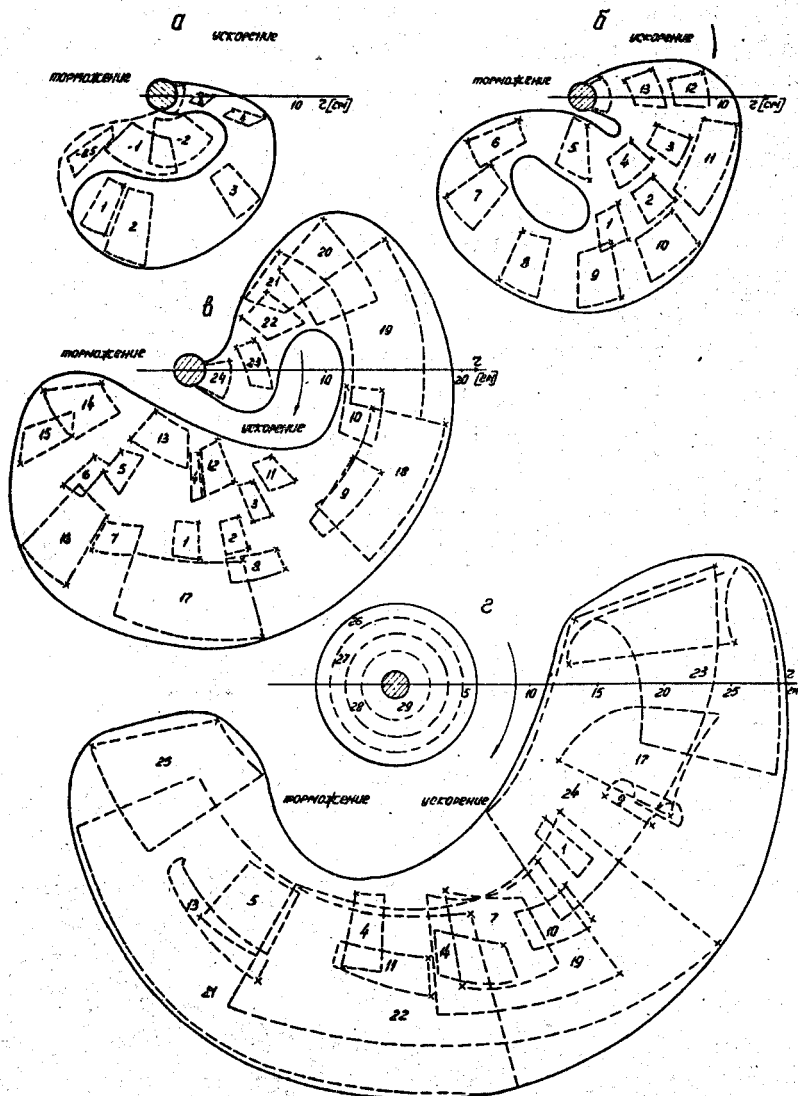


Рис. 3. Изменение формы пучка в начальный период ускорения при $U_{ус} = 18$ кв, $U_{см} = -2$ кв, $\gamma = 0,5 \cdot 10^{-6}$, $h = 4 \cdot 10^{-5}$ $1/см^2$: а) $t = 6$ мксек от начала захвата; б) $t = 17$ мксек - середина времени захвата; в) $t = 30$ мксек - конец времени захвата; г) $t = 73$ мксек. Цифрами указаны группы частиц, стартующих с интервалом 200 рад (32 оборота) до начала времени захвата (-2 + 0), в течение времени захвата (1 + 25) и после окончания времени захвата (26 + 29 и т.д.). Крестиками отмечены частицы, начинающие ускорение с меньшими фазами.

соответствующее рабочим условиям $\gamma/E = 0,445 \cdot 10^{-6}$ и при вдвое большем наклоне частотной программы $\gamma/E = 0,89 \cdot 10^{-6}$. При этих двух отношениях γ/E рассматривалась зависимость формы пучка от спада магнитного поля для нескольких значений коэффициентов параболического спада магнитного поля h на радиусах до 10 см с соответствующими линейными законами изменения магнитного поля на больших радиусах^{6/}.

Значения параметров, в зависимости от которых определялось изменение формы пучка, приведены в таблице 1.

Таблица 1

№ пп	U [кВ] у _с	E [кВ/см]	$\gamma \cdot 10^6$		$h \cdot 10^5 [I/cm^2]$		
1	18	1,13	0,50	1,00	4	6	8
2	25	1,56	0,70	1,39	4	-	-
3	30	1,88	0,88	1,67	4	-	-
4	36	2,25	1,00	2,00	4	6	8

В таблице 2 приведены радиальные и угловые размеры пучка для 3-х случаев: в конце времени захвата, при $R_{min} = 10$ см (R_{min} определяется по нижней огибающей радиальных колебаний, см. рис. 2) и при $R_{min} = 30$ см.

Из таблицы видно, что радиальные размеры пучка возрастают с увеличением ускоряющего напряжения, что приводит к увеличению объема пучка, а протяженность пучка по азимуту почти не меняется, так как при сохранении постоянным отношения γ/E почти не меняется фазовое движение. Увеличение спада магнитного поля приводит к уменьшению радиальных размеров и возрастанию протяженности пучка по азимуту, в результате чего объем, занимаемый пучком, с ростом h уменьшается. Увеличение γ (производной частотной программы) во всех случаях приводит к уменьшению размеров пучка, т.к. при этом возрастает $\cos \phi_s$ и, следовательно, уменьшается амплитуда радиально-фазовых колебаний.

В таблице также даны значения времени захвата $t_{зах}$ и эффективности захвата $\epsilon = t_{зах} \cdot F_M$. Хотя с увеличением ускоряющего напряжения и производной частотной программы (частоты модуляции) время ускорения уменьшается, эффективность захвата возрастает из-за увеличения числа циклов ускорения F_M .

Таблица 2

NN n/n	E кВ см	$\gamma \cdot 10^6$	$\frac{\gamma \cdot 10^6}{E}$ см кВ	$h \cdot 10^5$ $\frac{1}{\text{см}^2}$	$R_{\min} = 1 \text{ см}$				$R_{\min} = 10 \text{ см}$			$R_{\min} = 30 \text{ см}$		$\epsilon \cdot 10^8$ $\varphi_n = 0$	$\frac{dz}{dt}$ см мксек	
					$t_{\text{зак}}$ $\varphi_n = 0$ мксек	$t_{\text{зак}}$ $\varphi_n \neq 0$ мксек	R_{\max} см	$2\varphi_0$ град.	t мксек	R_{\max} см	$2\varphi_0$ град.	R_{\max} см	$2\varphi_0$ град.			
1	1,13	0,50	0,445	4	25	32	19,5	3,7	73	29,5	3,1	43	2,5	0,30	0,33	
2	1,56	0,70			23	30	21	3,7	48	29,5	3,4	44	2,6	0,38	0,40	
3	1,88	0,87			21	27	21,5	3,7	41	30	3,4	43	2,8	0,42	0,50	
4	2,25	1,00			21	27	22	3,6	38	32	3,4	43	2,5	0,50	0,55	
5	1,13	1,00	0,89		18	23	17,5	2,9	38	25	2,5	41	2,5	0,43	0,57	
6	1,56	1,39			15	20	18,5	2,8	24	24	2,9	41	2,5	0,50	0,65	
7	1,88	1,67			14	18	19,2	2,9	21	25	3,0	42	2,7	0,56	0,80	
8	2,25	2,00			14	18	20	2,9	19	25	3,0	42	2,7	0,67	0,87	
9	1,13	0,50	0,445	6	28	36	18	4,0	80	25	3,4	40	2,7	0,34	0,24	
10	2,25	1,00			23	30	21,2	4,1	44	27	3,6	41	3,0	0,55	0,40	
11	1,13	1,00	0,89		19	25	16,5	3,3	42	23	3,4	40	2,8	0,46	0,44	
12	2,25	2,00			15	20	19,4	3,4	27	26	3,0	40	2,9	0,72	0,74	
13	1,13	0,50	0,445		8	31	40	17	4,1	88	24	3,6	38	2,6	0,37	0,20
14	2,25	1,00				23	30	20	4,2	51	27	3,6	40	3,3	0,55	0,34
15	1,13	1,00	0,89	19		25	15,7	3,5	46	22	3,3	39	2,9	0,46	0,36	
16	2,25	2,00		15		20	18,5	3,3	29	25	3,3	40	3,1	0,72	0,60	

Рост спада магнитного поля приводит к увеличению и времени захвата, и эффективности. Однако при $h = 8 \cdot 10^{-5} \text{ 1/см}^2$ увеличение эффективности прекращается и дальнейшее увеличение спада может привести к росту тока только из-за увеличения магнитной фокусировки. На рис. 4 показана зависимость времени захвата (при $\phi_{\text{нач}} = 0$) и эффективности захвата от ускоряющего напряжения при пропорциональном увеличении частоты модуляции для двух значений начальной производной частотной программы и трех значений спада h . Учет диапазона начальных фаз приводит к увеличению времени захвата и эффективности захвата в 1,3 раза.

В примыкающей к ионному источнику области дефокусирующие силы пространственного заряда пучка могут превышать совокупность фокусирующих сил от спада магнитного поля, смещения на дуанте и дополнительной фокусировки, и пучок будет расходиться в вертикальном направлении пока, продвигаясь по радиусу, не достигнет области, где увеличивающиеся силы фокусировки становятся больше дефокусирующих сил, уменьшающихся вследствие потерь частиц и увеличения объема, занимаемого пучком. Чем быстрее пучок достигнет радиусов, где фокусирующие силы превосходят дефокусирующие, тем меньше потеряется частиц вследствие вертикального расхождения и больше захватится в дальнейшее ускорение. Радиальная скорость определялась как наклон верхней огибающей радиальных траекторий (см. рис. 2). Полученные результаты приведены в таблице 2. Радиальная скорость пучка возрастает менее чем в два раза при двукратном увеличении ускоряющего напряжения, а с увеличением спада магнитного поля уменьшается. Однако, если при этом пропорционально увеличить наклон частотной характеристики, радиальная скорость почти не меняется.

Увеличенные спады, соответствующие значениям h вблизи центра, равным $6 \cdot 10^{-5} \text{ 1/см}^2$ и $8 \cdot 10^{-5} \text{ 1/см}^2$, можно обеспечить до радиусов 50-60 см путем установки в центре кольцевых шимм или цилиндров /9/.

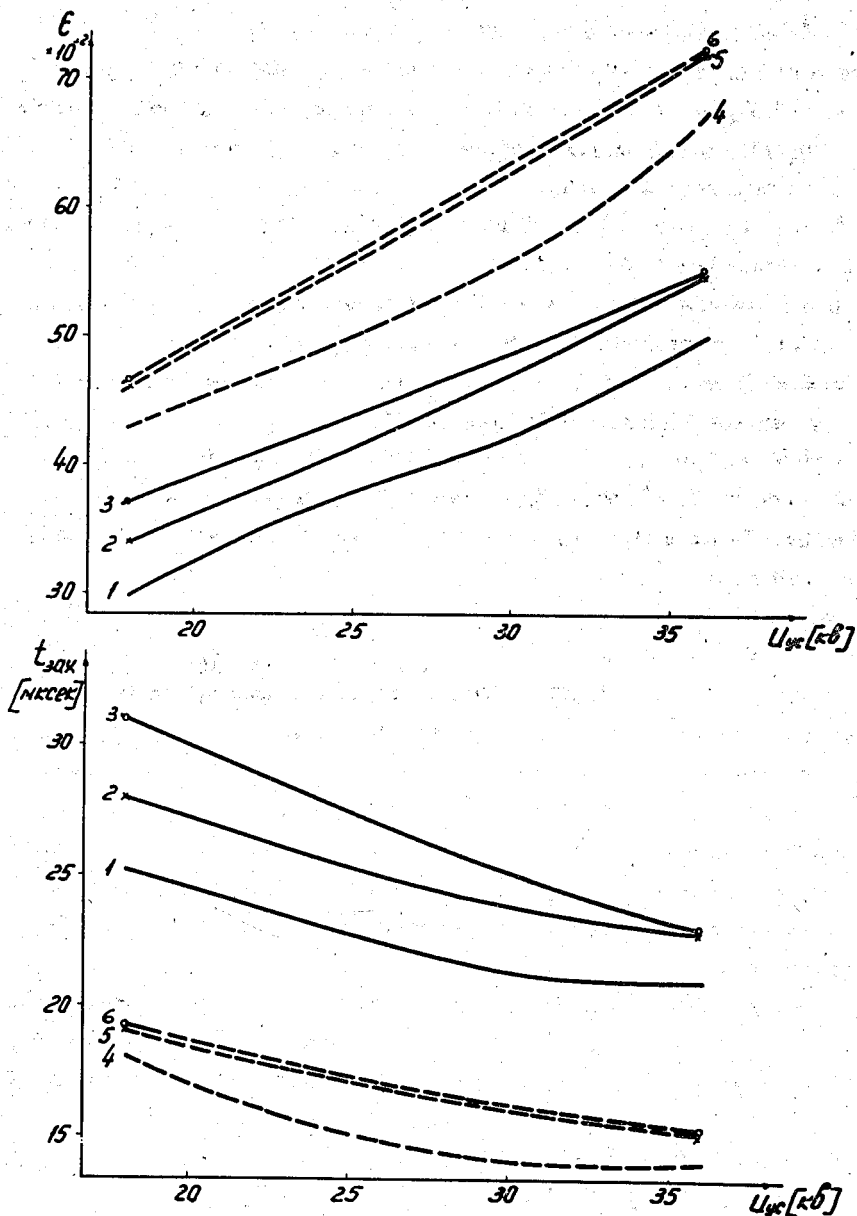


Рис. 4. Зависимость эффективности захвата ϵ и времени захвата $t_{зах}$ от ускоряющего напряжения и спада магнитного поля. Сплошные кривые 1, 2, и 3 для $\gamma/E = 0,445 \cdot 10^{-6}$ см/кв; пунктирные кривые 4, 5 и 6 для $\gamma/E = 0,89 \cdot 10^{-6}$ см/кв; 1 и 4 для $h = 4 \cdot 10^{-5}$ $1/\text{см}^2$ (•); 2 и 5 для $h = 6 \cdot 10^{-5}$ $1/\text{см}^2$ (x); 3 и 6 для $h = 8 \cdot 10^{-5}$ $1/\text{см}^2$ (o).

Л и т е р а т у р а

1. K.R. Mac Kenzie. Nucl. Instr. and Meth., 31, 139 (1964).
2. J.D. Lawson. Nucl. Instr. and Meth., 34, 173 (1965).
3. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Э.А. Полферов, А.Н. Сафонов. Зависимость интенсивности от ускоряющего напряжения в фазотроне ОИЯИ. Атомная энергия, 21, 402 (1966).
4. В.И. Данилов, И.В. Пузынин, А.Н. Сафонов, Б.В. Феоктистов. Препринт ОИЯИ Р-2912, Дубна, 1966.
5. С.П. Ломнев, Г.А. Тягунов. Сб. "Ускорители", вып. 2, под редакцией Г.А. Тягунова. М., Атомиздат, 1960, стр. 19.
6. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов, А.Н. Сафонов. Препринт ОИЯИ Р-1448, Дубна, 1963.
7. L.R. Henrich, D.C. Sewell and J. Vale. RSI, 20, 887 (1949).
8. D. Bohm, L.L. Foldy. Phys. Rev., 72, 649 (1947).
9. В.И. Данилов, В.Б. Мухина, А.Н. Сафонов. Препринт ОИЯИ Р9-3181, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июля 1971 года.