

УДК 621.384.647

КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ПРИ ИНЖЕКЦИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В НЕЙТРАЛЬНЫЙ ГАЗ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

К. Александер, В. Хинтце

Центральный институт электронной физики Академии наук ГДР, Берлин

Дается обзор экспериментальных результатов по коллективному ускорению ионов при распространении сильноточного электронного пучка в газе низкого давления. Подробно излагается развитая авторами модель ускорения на фронте ионизации. Проводится качественное сравнение результатов теории с основными результатами экспериментов.

The review of the experimental data on the collective ion acceleration by an intense electron beam propagating in low-pressure neutral gas is given. The model of acceleration on the ionization front developed by authors is discussed in detail. The qualitative comparison of theoretical predictions with the experimental data is carried out.

ВВЕДЕНИЕ

В 1956 г. В. И. Векслер предложил принцип коллективного или, как он назвал его, когерентного ускорения заряженных частиц [1, 2]. С того времени предпринималось много попыток создать на основе этого общего принципа ускоритель, который мог бы конкурировать с обычными (см., например, [3—5]). Наиболее разработанной концепцией такого рода является хорошо известный метод ускорения электронными кольцами, предложенный В. И. Векслером и в дальнейшем развивавшийся в основном В. П. Саранцевым и его группой в Дубне. Согласно этой концепции, глубокая электростатическая потенциальная яма, существующая внутри кольцевого тока релятивистских электронов, используется для захвата ионов, которые затем ускоряются при движении электронного кольца вдоль оси вращения под действием внешних сил. Такой метод привлекателен тем, что внешние поля, требуемые для ускорения легких электронов, имеют существенно меньшую напряженность, чем собственное поле электронного кольца, ускоряющее тяжелые ионы.

Линейные релятивистские электронные пучки легче сформировать, чем электронные кольца. Много теоретических идей по созданию в таких пучках внутренних ускоряющих полей доста-

Таблица 1. Параметры электронного пучка

Номер позиции	E, МэВ	I, кА	t_0 (t_r), нс	a, см	Литература
1	0,2	200	80 (—)	1,59	[44]
2	0,45	10—20	70 (—)	1,40	[25]
3	0,4—0,5	10	30 (8—10)	2,5	[26, 27]
4	0,48; 0,89	60—110	55 (8)	1,27; 2,54	[33]
5	0,5	160	50 (—)	3,8?	[17]
6	0,6—0,9	52—125	20 (—)	2,54?	[32]
7	0,65	15—20	50 (30)	2,12	[20, 31, 47]
8	0,7—1,1	20—48	—	3,0	[40]
9	0,75	100	100 (10)	2,54	[22]
10	1,0	25	50 (10; 30)	2,12?	[43]
11	1,0	25	50 (30)	2,12?	[45]
12	1,0	110	50 (—)	3,8?	[17]
13	1,0	115	100 (10)	2,54	[19]
14	1,0	160	80 (—)	1,59	[44]
15	1,3	35	50 (10)	1,25	[69]
16	1,3	50	50 (35)	2,0—2,5*	[49]
17	1,5	20	20 (—)	—	[18]
18	1,5—2,0	50—100	90 (70)	0,15—1,6	[23]
19	1,7	30	50 (10)	1,25	[29, 30]
20	2,0	15—20	50 (5)	0,15; 0,64;	[24, 36]
				1,25	
21	2,0	100	100 (70)	0,95	[51, 52]
22	2,4—5,6	38—88	160—230 (20—25)	0,65—5,1	[34]
23	4,5	40	65 (—)	—	[18]

* Трубчатый пучок: внутренний и внешний радиусы.

точной напряженности [3] выдвигалось еще до того, как в 1969 г. коллективное ускорение ионов было обнаружено экспериментально. Грэйбилл и Углум [6] нашли, что сильноточные релятивистские электронные пучки, дрейфующие в газонаполненной трубке, действительно ускоряют ионы до энергий, в несколько раз превосходящих энергию электронов пучка. Вскоре другие группы подтвердили эти результаты и получили новые экспериментальные данные. Со временем был накоплен большой, иногда противоречивый, экспериментальный материал и предпринимались попытки (также иногда противоречащие друг другу) объяснить процесс ускорения теоретически. В конечном итоге появилось заманчивое предложение по созданию реального ускорителя на высокие энергии — концепция IFA* [7—9] — которое, однако, еще ждет экспериментального обоснования.

* IFA (Ionization Front Acceleration) — ускорение на фронте ионизации.

Таблица 2. Параметры дрейфового пространства

Номер позиции	R, см	L, см	Газ	p, торр	V, кГс	Литература
1	1,59	40,0	H ₂ , He, воздух	0,2; 0,01—0,065	0	[44]
2	7,5	200	H ₂ , D ₂	—	4,5—5	[25]
3	4,5	54—57	воздух	0,07—0,9	0,05—5,0	[26, 27]
4	3,8	82	H ₂	0,55	0	[33]
5	3,8	58	H ₂	0,034—0,96	0	[17]
6	3,8	82	H ₂	0,3—0,7	0	[32]
7	5,0	10—100	H ₂ , D ₂	0,04—0,6	0	[20, 31, 47]
8	3,5; 4,5	4—70	H ₂ , He, N ₂	0,015—0,04	0	[40]
9	3,8	82	H ₂	0,15—0,7	0	[22]
10	5,0	100	H ₂	0,05—0,6	0	[43]
11	5; 10	13—50; 40	H ₂	0,05—0,6	0	[45]
12	3,8	58	H ₂	0,034—0,96	0	[17]
13	3,81	73	H ₂ , N ₂	0,1—0,8; 0,02—0,15	0,1—10	[19]
14	1,59	40	H ₂ , N ₂ , воздух	0,01—0,2	0	[44]
15	7,6	50	H ₂ , D ₂ , He, N ₂	0,025—0,4	0	[69]
16	10	100	H ₂ , D ₂ , He	0,075—0,6	0—3,0	[49]
17	15,9	20	воздух	0,005, 0,01, 0,015	0	[18]
18	2,5	70	H ₂ , D ₂	0,15	0	[23]
19	5,0	50	H ₂ , D ₂ , He, N ₂ , Ar	0,025—0,4	0	[29, 30]
20	2,5, 5,0, 12,7	63	H ₂ , D ₂	0,05—0,6	0	[24, 36]
21	2,5	100	H ₂	0,065	0	[51, 52]
22	32	117	H ₂ , D ₂	0,02—0,3	0	[34]
23	—	—	воздух	0,08—0,16	0	[18]

В такой ситуации очень важно иметь приемлемое в целом объяснение или модель процесса ускорения, из которой можно было бы получить, например, законы скейлинга или другие зависимости, представляющие интерес для возможных практических приложений. В данном обзоре попытаемся дать последовательную картину явления, базирующуюся на модели движущегося фронта ионизации. Чтобы обосновать применимость этой модели и выявить ее недостатки, необходимо прежде всего систематически проанализировать существующие экспериментальные данные. Покажем, что некоторые, казалось бы, противоречивые результаты различных экспериментов в действительности согласуются при надлежащем выборе существенных физических параметров. Затем постараемся убедительно показать, что предложенная нами модель пригодна для получения правильных законов скейлинга и качественного, а иногда даже и количественного, объяснения большинства экспериментальных фактов.

Таблица 4. Вычисленные параметры

Номер позиции	I_e , кА	I/I_e	v/γ	J , кА/см ²	R/a	E_f/ZE_0	d_0 , см	θ_0 , нс	$2d_0/\theta_0$ с	Литера- тура
1	2,07	97	12,2	25,2	1	4	0,17	0,66	0,017	[44]
2	1,48	6,8-13,5	0,37-0,74	1,6-3,25	5,36	2,2	0,79-1,12	1,84-2,62	0,039-0,029	[25]
3	2,58-3,42	3,95-2,92	0,4-0,344	0,51	1,8	—	1,85-2,12	4,65	0,027-0,030	[26, 27]
4	2,20; 8,8	27-50	2,1-3,9	11,8-21,7;	3; 1,5	$\leq 13,5$	0,43-0,32;	0,97-0,71;	0,03; 0,042	[33]
5	7,45	7-12	1,4-2,5	3,0-5,4	1?	—	1,21-0,9	1,9-1,4	—	—
6	5,23-6,78	$\geq 21,5$	5,51	$> 3,52$	1?	1,9	$< 0,81$	$< 1,77$	0,030	[17]
7	4,0	≤ 18	1,2-3,9	2,56-6,17	2?	$\leq 13,5$	0,92-0,85	2,08-1,34	0,029-0,042	[32]
8	8,91-11,6	3,75-5,0	0,43-0,58	1,06-1,42	2,36	1,8-3,5	1,71-1,47	3,22-2,79	0,035	[20, 31, 47]
9	7,1	2,24-4,15	0,55-0,95	0,71-1,7	1,17; 1,5	< 6	1,8-2,18	3,94-2,55	0,03-0,057	[40]
10	6,85	14,1	2,61	0,914	5,67	4-10	0,80	1,38	0,039	[22]
11	6,85; 4,53	3,65; 5,52	0,53	1,77	2,36?	1-4; 1-3	1,68	2,50	0,045	[43]
12	18,6?	$\geq 5,93$	2,32	$> 2,42$	4,72?	1-4	1,68	2,50	0,045	[45]
13	10,27	11,2	2,43	5,67	1?	1,75	1,44	$< 2,13$	—	[17]
14	18,6	8,6	3,38	20,2	1,5	12; 4	0,94	1,38	0,045	[19]
15	5,61	6,2	0,61	7,13	1	1,4-1,8	0,50	0,74	0,045	[44]
16	8,7	5,75	0,87	7,07	6,1	$\leq 3,7$	0,96	1,24	0,052	[69]
17	31,1?	$\geq 0,64?$	0,35	7,07	4,44	$< 3,5$	0,97	1,25	0,052	[49]
18	9,46	$> 5,28$	0,64-0,82	$> 6,2$	1?	—	17,5	21,0	0,056	[18]
19	9,6	3,12	0,42	6,11	2,5-25	$< 3,3$	1,11-1,29	1,33	0,035-0,064	[23]
20	30-10	0,5-2,0	0,18-0,24	248; 13,6;	4	2-3	1,20	1,34	0,060	[29, 30]
21	15,0	6,65	1,22	3,56	2-167	3	0,20; 0,87;	0,21; 0,9;	0,063; 0,064;	[24, 36]
22	10,9-21,0	$\geq 1,6,8$	0,2-0,9	35,3	2,63	1,5	1,71	1,76	0,065	[51, 52]
23	115?	$\geq 0,35?$	0,24	1-32,0	6,3-49	8	0,54	0,56	0,064	[34]
				—	1?	—	0,93-4,0	3,32-0,59	0,07-0,11	[18]

Как уже отмечалось, мы ограничиваем наше рассмотрение процессом ускорения ионов в интенсивных релятивистских электронных пучках, проходящих через газонаполненные трубки. Обычно такие пучки получают, используя вакуумный диод, который состоит из автоэмиссионного холодного катода и анодной фольги, прозрачный для быстрых электронов и отделяющей диод от газо-

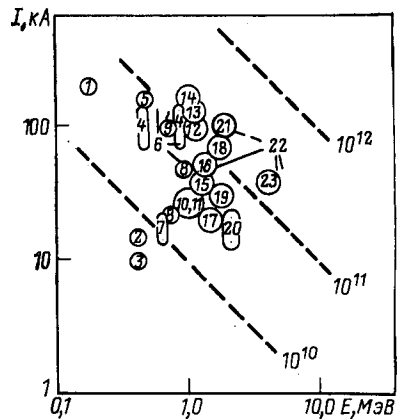


Рис. 1. Диаграмма ток—энергия электронов пучка, используемых в экспериментах по коллективному ускорению:

штрихованные линии соответствуют постоянным значениям мощности, выраженным в ваттах. Цифрами указаны номера пунктов в табл. 1

наполненного дрейфового пространства (см. рис. 2). Чтобы избежать перекрытия диодного зазора плазмой и пробоя, длительность импульса высокого напряжения, приложенного к диоду, а следовательно, и длительность пучка, ограничивается значением порядка 10^{-7} с*. Основные параметры установок, используемых в экспериментах по ускорению ионов, приведены в табл. 1—4 и рис. 1.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичные экспериментальные установки и методы диагностики. Типичная экспериментальная установка для исследования ускорения ионов в интенсивных релятивистских электронных пучках показана на рис. 2.

Импульс высокого напряжения (0,2—5 МэВ, 20—150 нс) подается на катод (1), из которого за счет автоэлектронной эмиссии вытягивается электронный пучок**. Типичное значение анод-

* Не будем рассматривать ускорение ионов внутри самого диода, впервые наблюдаемого А. А. Плютто [10, 11] и вызвавшее недавно значительный интерес, а также эксперименты по ускорению в электронных пучках микросекундной длительности, которые можно получить при использовании изолированного анода и очень низких давлений газа [12, 13]. Нам кажется, что механизмы ускорения, действующие в этих случаях, отличаются от интересующего нас и заслуживают, таким образом, отдельного рассмотрения.

** Детальное изложение техники получения релятивистских электронных пучков можно найти, например, в обзоре В. П. Смирнова [14].

катодного зазора порядка 1 см, так что в диоде создаются поля напряженностью более 1 МВ/см. Полный ток, протекающий через диод, измеряют с помощью шунта обратного тока (13). Пройдя анодную фольгу (обычно алюминизированный майлар толщиной 5—15 мкм), пучок входит в дрейфовую камеру — цилиндрическую проводящую трубу, находящуюся под потенциалом анода и наполненную нейтральным газом низкого давления (0,01—25 торр).

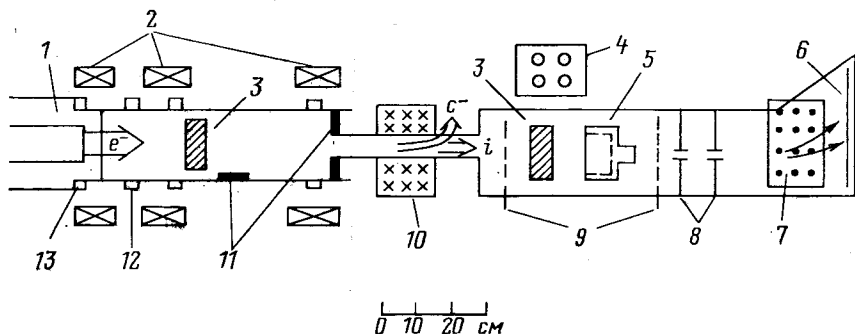


Рис. 2. Экспериментальная установка для ускорения ионов в нейтральном газе низкого давления:

1 — диод; 2 — витки, создающие ведущее продольное магнитное поле (только в некоторых экспериментах); 3 — углеродные блоки для ядерно-активационного анализа ускоренных ионов; 4 — счетчик нейтронов; 5 — цилиндр Фарадея; 6 — ядерная эмульсия для регистрации спектра масс; 7 — магнит масс-спектрометра; 8 — коллиматор спектрометра; 9 — экраны для время-пролетных измерений; 10 — отклоняющий магнит, разделяющий ионы и электроны пучка; 11 — бор-нитридные или бериллиевые диски для активационного анализа; 12 — пояса Роговского для измерения полного тока на различных расстояниях от анода; 13 — шунт обратного тока

В некоторых случаях дрейфовая камера изготовлена из прозрачного материала (стекло, плексиглас), что позволяет фотографировать пучок. В этом случае внутрь трубки помещают проводящую сетку, чтобы разрешить протекание обратных токов. Полный ток, протекающий в пространстве дрейфа, измеряется поясами Роговского (12), расположенными на разных расстояниях вдоль оси движения пучка. В некоторых случаях в дрейфовом пространстве с помощью витков (2) создается ведущее магнитное поле (0,1—10 кГс). Внутри дрейфовой камеры можно размещать различные мишени (3, 11) из углерода, нитрида бора или других веществ, пригодных для ядерно-активационного анализа ионов. После прохождения диафрагмы (≈ 1 см диаметром) в конце дрейфовой камеры электронный пучок отклоняется магнитом (10), так что только ускоренные ионы могут попасть в область, где расположены средства ионной диагностики. Магнитное поле отклоняющего магнита обычно имеет напряженность в пределах 0,5—1 кГс. В области дрейфа ионов за счет дополнительной откачки обычно создается вакуум порядка 10^{-5} торр. Методы ионной

диагностикой исключают времяпролетные измерения, основанные на сравнении формы токовых сигналов с экранов (9) (как правило, металлических с коэффициентом поглощения около 50%), измерения полного монного тока с цилиндра Фарадея (5), ядерно-активационный анализ, а также измерения выхода вторичных нейтронов из мишени с помощью счетчика нейтронов (4). В некоторых установках средства диагностики дополнены томсоновским параболическим спектрометром, состоящим из коллиматоров (8), области с параллельными электрическим и магнитным полями (7) и ядерных эмульсий (6) для регистрации спектра. Информацию об энергии ионов можно получить также, располагая перед цилиндром Фарадея поглощающие фольги различной толщины и используя соотношения между длиной пробега и энергией частиц.

Усовершенствованным вариантом активационного анализа является техника, основанная на использовании пакетов из фольг [12, 15] и позволяющая приближенно найти энергетический спектр, используя известные зависимости пробега ионов и сечений реакций от энергии. Полное число ионов можно оценить по числу нейтронов и известным коэффициентам выхода мишеней. Реакция $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$, например, для толстой мишени дает один нейтрон на 10^4 падающих дейтонов в диапазоне энергий 4—5 МэВ [16]. Точность метода порядка 10^9 — 10^{10} ионов. Более детально активационный метод изложен в статье Люса [13].

Особенно важен тот факт, что этот метод применим при наличии сильного фона электронов и γ -излучения от электронного пучка. Это позволяет помещать мишени в различные точки внутри экспериментальной установки и получать хотя и усредненные по времени, но разрешенные в пространстве и по направлениям данные о потоке ионов.

Динамика фронта пучка. С самого начала было ясно, что динамика распространения фронта пучка теснейшим образом связана с процессом ускорения ионов. Мы представим здесь результаты различных экспериментов, касающиеся таких вопросов, как зависимость скорости фронта пучка от давления газа в дрейфовом пространстве, пространственно-временное поведение фронта пучка, запираение пучка в вакууме и структура ускоряющих полей.

Экспериментально фронт пучка определяют по началу значительного подъема сигнала полного тока. Этот ток измеряют с помощью поясов Роговского, расположенных по оси движения пучка. При таком определении не принимается во внимание возможность существования малого тока быстрых электронов, опережающих фронт пучка. Скорость фронта находится из времени задержки токового сигнала и пройденного расстояния.

Наиболее поразительной особенностью, наблюдаемой в экспериментах при давлениях ниже или порядка 1 торр, является очень

малая скорость фронта пучка по сравнению со скоростью инжектируемых электронов, которая составляет более 80% скорости света при энергиях, превосходящих 0,5 МэВ.

На рис. 3 приведена скорость фронта пучка ($\beta_f = v_f/c$) между 12 и 54 сантиметрами от точки инъекции как функция давления

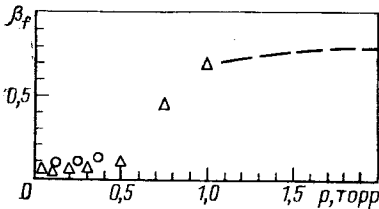


Рис. 3. Зависимость скорости фронта пучка $\beta_f = v_f/c$ между 12 и 54 см от точки инъекции, измеренная с помощью поясов Роговского, от давления водорода:

\circ — пучок с энергией 1 МэВ (п. 12 табл. 1); \triangle — 0,5 МэВ (п. 5 табл. 1), результаты Рэндера [17, 18] представлены в линейном масштабе

водорода, измеренная Рэндером [17, 18] для двух различных пучков с энергиями 0,5 и 1,0 МэВ соответственно (параметры установок даны в пунктах 5 и 12 табл. 1). Из рисунка видна и другая

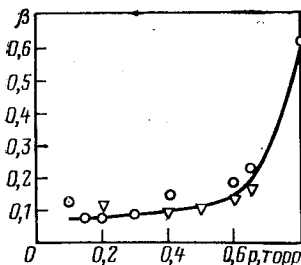


Рис. 4. Зависимость скорости фронта электронного пучка β_f между 6,4 и 16,5 см от анода, от давления водорода [19] (п. 13 табл. 1)

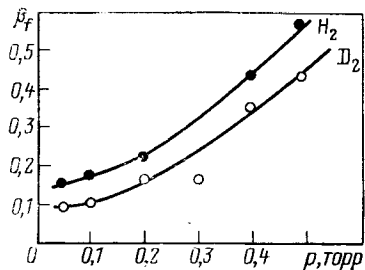


Рис. 5. Зависимость скорости фронта пучка $\beta_f = v_f/c$ от давления водорода и дейтерия [20]

интересная особенность — наличие плато при давлениях в области ниже 0,5 торр, где скорость фронта $\beta_f \lesssim 0,1$ не зависит от давления. Результаты Рэндера были в точности подтверждены измерениями Эккера и др. [19], что демонстрируется рис. 4 (п. 13 табл. 1). Основываясь на этих измерениях, разделим всю область давлений на область низкого, или область плато, и область высокого давления, в которой скорость фронта растет с давлением и, наконец, режим убегающих электронов. Последний соответствует очень высоким скоростям фронта, сравнимым со скоростью инжектированных электронов. Позже увидим, что именно в области низких давлений и начальной части области высокого давления

наблюдается коллективное ускорение ионов. В других работах распространение фронта пучка изучали также и для газов, отличных от водорода.

На рис. 5 приведены результаты А. А. Коломенского и др. [20] (см. п. 7, табл. 1) и дано сравнение скорости фронта для водорода и дейтерия. Область плато в этом случае не так четко выражена и доходит только до давлений 0,1 торр. Отчетливо видно,

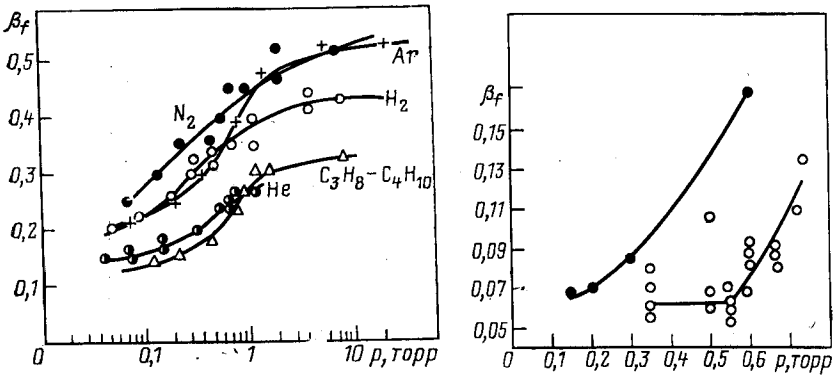


Рис. 6. Зависимость скорости фронта пучка от давления для различных наполняющих газов [21]:
параметры пучка: 25 кА; 0,8 МэВ; 30 нс

Рис. 7. Скорость фронта пучка, измеренная Дрикки и др. [22]: (п. 9 табл. 1).
● — энергия пучка 1 МэВ; ○ — 0,75 МэВ (данные представлены в линейном масштабе)

что скорость фронта пучка в дейтерии меньше, чем в водороде, как в области низких, так и в области высоких давлений.

Более обстоятельно изучены скорости фронта пучка в различных газах Ю. В. Ткачом и др. [21], которые исследовали распространение пучка в водороде, гелии, азоте, аргоне и в смеси пропана и бутана. Результаты этих измерений, в которых использовали пучок с параметрами 0,8 МэВ, 25 кА, 30 нс, приведены на рис. 6. Как будет показано ниже, скорость фронта пучка обратно пропорциональна времени, необходимому для ионизации газа в головной части пучка. Поэтому различия в скорости распространения пучка частично обязаны разнице в сечениях ионизации. Эти простые соображения позволяют в основном объяснить представленные здесь данные.

Выполненные Дрикки и др. [22] измерения скорости фронта пучка в водороде при различных энергиях пучка приведены на рис. 7. Видно, что более высокой энергии (1 МэВ — верхняя кривая по сравнению с 0,75 МэВ — нижняя) соответствует большая скорость фронта. На нижней кривой просматривается область

плато. Скорость фронта пучка, о которой до сих пор шла речь, определяется по времени движения фронта от точки инъекции и является, таким образом, асимптотическим значением.

Очень интересная особенность движения фронта пучка, весьма важная также и с теоретической точки зрения, была обнаружена в измерениях положения фронта пучка в зависимости от времени, проведенных Рэндером [17] и Кусвой и др. [23]. Эти результаты приведены на рис. 8. Различные пучки с энергиями 1,6 и 1,8 МэВ

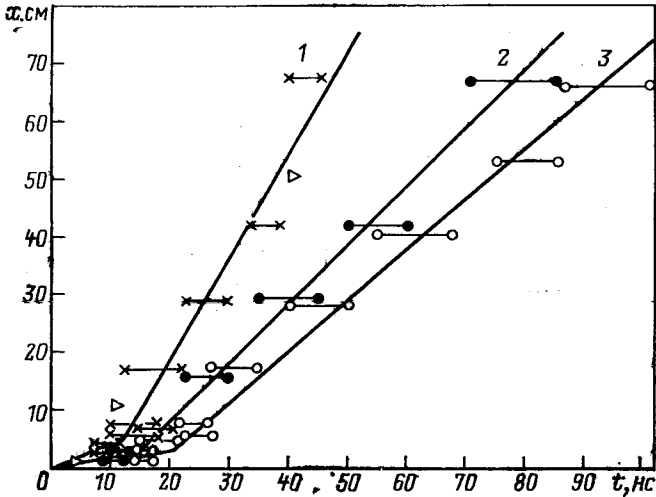


Рис. 8. Зависимость положения фронта пучка от времени для различных пучков, инжестированных в дейтерий при давлении 0,15 торр [23] (п. 18 табл. 1). Параметры пучка:

1—1,8 МэВ, 43 кА; 2—1,6 МэВ, 77 кА; 3—1,6 МэВ, 81 кА. Треугольниками показаны результаты Рэндера [18]

и токами 43, 77 и 81 кА инжестировались в дейтерий при давлении 0,15 торр. Во всех случаях отчетливо видно, что в первый момент происходит запирание пучка около анода, т. е. пучок движется очень медленно в течение первых 10—20 нс, проникая в дрейфовое пространство только на расстояние порядка 5 см. После этого скорость скачкообразно возрастает до конечного асимптотического значения. Мы видим, таким образом, что скорость распространения пучка в газе низкого давления имеет характерную двухступенчатую структуру.

Нетрудно усмотреть, далее, явную зависимость скорости фронта пучка от тока, а именно, удвоение тока от 43 (кривая 1) до 81 кА (кривая 3) при почти постоянной энергии (изменяющейся от 1,8 до 1,6 МэВ соответственно) ведет к уменьшению вдвое асимп-

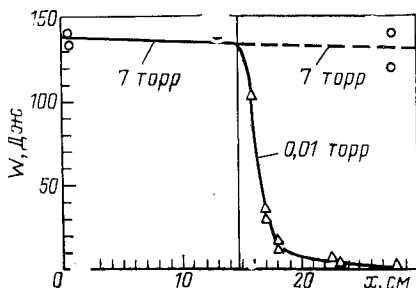
тотической скорости фронта (от $\beta_f = 0,072$ до $\beta_f = 0,031$). Точно такое же поведение наблюдается и для начальной скорости.

Запирание электронного пучка можно также продемонстрировать измерением энергии, переданной калориметру, как функции расстояния до калориметра от точки инжекции. Не так давно Олсон и др. [8] изучали прохождение пучка в воздухе. Результаты показаны на рис. 9.

В одном эксперименте дрейфовая трубка была наполнена воздухом под давлением 7 торр. Из графика следует, что потери

Рис. 9. Запирание интенсивного релятивистского электронного пучка в воздухе [8]. Калориметрические измерения энергии, транспортируемой пучком в откачанную до давления 0,01 торр секцию дрейфовой трубки, как функции расстояния до калориметра от алюминиевой фольги толщиной 19 мкм, разделяющей при $x = 14,7$ см секцию с оптимальным для транспортировки пучка давлением от вакуумной секции:

параметры пучка: 0,5—0,6 МэВ, 20—25 кА, 12—15 нс; время нарастания тока — 5 нс, радиус пучка $a \approx 0,5$ см, радиус медной дрейфовой трубки — 1,25 см



энергии, переносимой пучком, незначительны на протяжении 30 см. В другом эксперименте дрейфовое пространство было разделено на расстоянии $x = 14,6$ см от анода алюминиевой фольгой толщиной 19 мкм. Когда область за фольгой была откачена до давления 0,01 торр, пучок проникал в нее только на глубину 3—5 см (по 10% уровню).

Обратимся теперь к некоторым экспериментальным исследованиям структуры ускоряющих полей, создаваемых электронным пучком в дрейфовом пространстве. Начнем с косвенных измерений. Они основаны на определении энергии ионы и длины ускорения. В первую очередь отметим, что ускорение происходит вблизи анода, причем длина ускорения лежит приблизительно в пределах от 5 до 30 см. Этот факт был установлен многими авторами (как видно из табл. 1).

Более обстоятельное исследование ускоряющих полей было проведено Миллером и Стру [24] (п. 20, табл. 1), которые для измерения потока ускоренных ионов активационным методом помещали небольшие углеродные мишени (с поверхностью $2,5 \times 2,5$ см) в различные положения по оси и по радиусу внутри дрейфовой камеры. Поскольку порог рассматриваемой реакции, а именно $^{12}\text{C} (d, n) ^{13}\text{N}$, равен 0,38 МэВ, ионы с более низкой энергией не детектируются. Результаты для двух пучков с различными токами, инжектированных в дрейфовые трубки длиной 63 и диа-

метрами 25,4 и 12,7 см, наполненные дейтерием при 0,24 торр, даны на рис. 10.

Обсудим случаи $I/I_e = 1,3$ и $I/I_e = 2,2$ отдельно (позже вернемся к детальному обсуждению влияния тока пучка на процесс ускорения).

В первом случае активность при $x \leq 17,5$ см отсутствовала. При x в интервале между 17,5 и 25 см максимальную активность наблюдали в наиболее удаленных от оси точках, в то время как

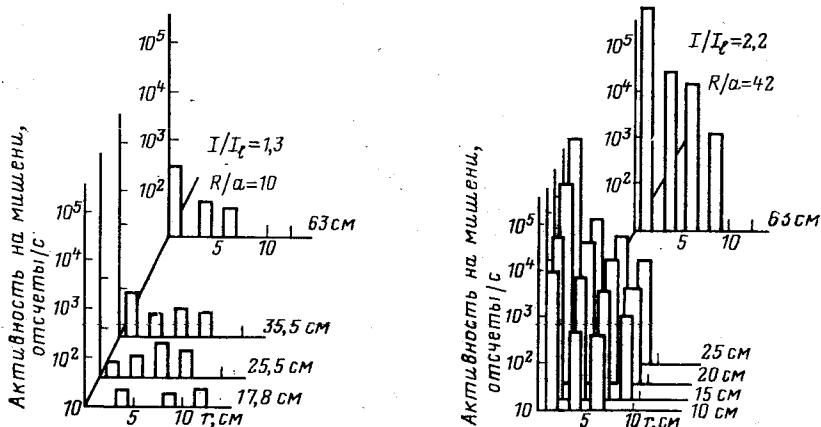


Рис. 10. Зависимость активности, наведенной на углеродной мишени, от радиального положения мишени относительно оси дрейфовой камеры и расстояния от анода при давлении дейтерия 0,24 торр и для различных отношений инжектированного тока к предельному [24] (п. 20 табл. 1)

при $x > 25$ см наивысшая активность была на оси. Независимым образом были также обнаружены ионы, движущиеся в радиальном направлении, из чего Миллер и Струэ заключили, что в этом случае на малых расстояниях от анода поля в основном радиальные, но становятся аксиальными в области между 17,5 и 30 см за анодной фольгой. Для большего тока значительную активацию наблюдали уже на 10 см от анода, которая резко растет на расстоянии до 25 см и становится постоянной при $x > 25$ см. Максимальная активность имела место на оси, и было обнаружено лишь незначительное количество радиально ускоренных ионов. Таким образом, для большего тока ускорение происходило в основном в аксиальном направлении. Интересно отметить, что Струэ и Миллер не нашли активности на мишенях, помещенных в плоскость анода; это ясно указывает на то, что ускорение в направлении, обратном направлению движения электронов пучка, не происходит. Радиально ускоренные ионы наблюдали также и другие авторы.

Эккер и др. [19] (п. 13, табл. 1) обнаружили радиальный поток ионов, нарастающий при удалении от анода. Они применяли бор-нитридные диски, расположенные на расстоянии $x = 5,11$ и 27 см снаружи за отверстиями в камере, и регистрировали реакцию $^{11}\text{B} (p, n) ^{11}\text{C}$, которая имеет порог по энергии протона 3 МэВ. Дрейфовая камера была наполнена водородом при $0,6$ торр. На $x = 5$ см не было найдено никакой активности. Кусва и др. [23] (п. 18, табл. 1) зарегистрировали 10^{11} — 10^{14} дейтонов, ускоренных радиально на стенки трубки вблизи анода.

Большое число радиально ускоренных ионов было обнаружено Люсом [13], который нашел также, что количество и энергия ионов, ускоренных радиально и аксиально, приблизительно равны. Необходимо отметить, однако, что эти эксперименты были проведены на установках с изолированным анодом и высоким вакуумом, которые не являются предметом нашего рассмотрения. Интересно то обстоятельство, что на протяжении всех 5 м дрейфовой трубки (диаметром 10 см) ионы «выталкивались» по радиусу из электронного пучка с параметрами $2,5$ МэВ, 27 кА и длительностью 30 нс. Шунка и др. [25] (п. 2, табл. 1) инжектировали пучок в предварительно сформированный плазменный столб и наблюдали ионы, ускоренные аксиально и радиально со свободной границы плазмы. Для гладкой границы ускорение в радиальном направлении происходило более эффективно, чем в аксиальном; выброс ионов длился примерно 20 нс. Энергия ионов в этом случае была 400 кэВ, т. е. лишь немногим меньше начальной энергии электронов — 450 кэВ.

В. М. Быстрицкий и др. [26, 27] (п. 3, табл. 1) пытались непосредственно измерить потенциал в различных участках пространства дрейфа. Они использовали три емкостных делителя (на расстояниях по оси $x = 7, 27$ и 47 см) внутри дрейфовой трубки длиной 54 см, которые вдвигались так, чтобы достичь края электронного пучка. Более чем в ста измерениях при 10^{-3} торр и при наличии продольного магнитного поля в $3,1$ кГс они нашли, что отношение потенциалов на датчике 1 (вблизи анода) и датчике 2 (в середине) равно $\varphi_1/\varphi_2 = 1,2 \pm 0,3$. Абсолютное значение потенциала на датчике 2 было 140 ± 20 кВ, что в предположении однородного пучка дает 280 ± 40 кВ на оси. Таким образом, потенциал даже на оси у анода (340 кВ) определенно ниже, чем энергия инжектируемых электронов. Это противоречит предположению о глубокой потенциальной яме в теории Олсона [28] (см. гл. 2 настоящей работы). Отметим, однако, что измерения Быстрицкого и др. были проведены не в обычных для ускорения ионов условиях, поскольку присутствовало сильное магнитное поле. В работах [26, 27] не приведены также никакие подробности относительно временной зависимости потенциалов. Мы исходим из предположения, что были даны максимальные значения.

Энергия ионов. Обсудим здесь измерения энергии ускоренных ионов и установим важные зависимости от давления газа, тока и энергии электронов пучка, зарядности и массы ионов.

Энергия ионов, которая отнесена к энергии протонов, ускоренных в тех же условиях, показана на рис. 11 как функция зарядности Z .

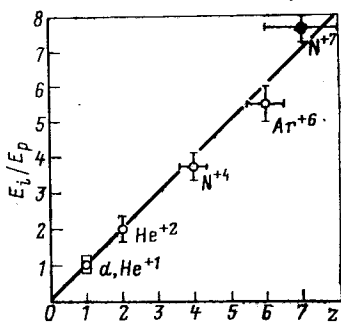


Рис. 11. Зависимость энергии ионов (отнесенной к энергии протонов), измеренной с помощью спектрометра, от зарядности ионов [18]. Добавленные данные:

□ — Грэйбилл [6] (дейтерий);
● — Эккер [19]

(К результатам Рэндера [18] добавим данные по N^{+7} , полученные Эккером [19].) Из рисунка следует, что энергия ионов прямо пропорциональна их зарядности в широком диапазоне $Z = 1-7$ для масс от 1 до 14 протонных масс. Эти данные показывают, кроме того, что энергия ионов не зависит от их массы (ср. N^{+4} и N^{+7}). Это также видно из рис. 12, на котором отложена энергия протонов, дейтонов и He^+ как функция массы при постоянном Z (данные Рэндера [18] и Грэйбилла и Углума [6]).

Другой важной особенностью является зависимость энергии ионов от давления газа в дрейфовом пространстве. В первых экспериментах Грэйбилла и др. [29, 30] была обнаружена лишь слабая зависимость энергии протонов и дейтонов от давления

(рис. 13), однако ситуация меняется при более высоких давлениях. Результаты Дрикки и др. [22], показывающие зависимость энер-

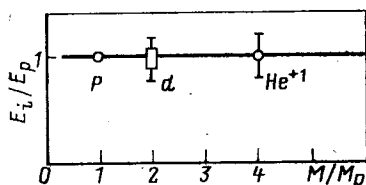


Рис. 12. Зависимость энергии ионов (отнесенной к энергии протонов) от массы при постоянной зарядности [18]. Данные для дейтерия из [6]

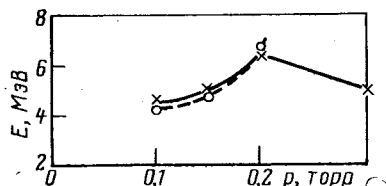


Рис. 13. Зависимость энергии протонов и дейтонов, ускоренных электронным пучком с параметрами 1,7 МэВ, 30 кА, от давления [29, 30]:

× — водород, ○ — дейтерий

гии протонов от давления водорода, приведены на рис. 14. Обе кривые демонстрируют резкое увеличение энергии при повышении давления до 0,7 торр. Верхней кривой соответствует энергия электронов пучка 1 МэВ, нижней — 0,75. Так что выигрыш в энергии,

т. е. отношение энергии ионов к энергии электронов, для верхней кривой — до 12 раз, и до 10 раз — для нижней. Видно также, что при данном давлении энергия ионов растет с увеличением энергии электронов пучка.

Качественно такое же поведение энергии ионов обнаружили А. А. Коломенский и др. [20, 31], как это следует из рис. 15. Они нашли даже больший выигрыш в энергии при давлении 0,3 торр — более чем в 15 раз (электронный пучок с энергией 0,65 МэВ ускорял протоны до 10 МэВ). В этой работе выявлена еще одна важная особенность — уменьшение энергии

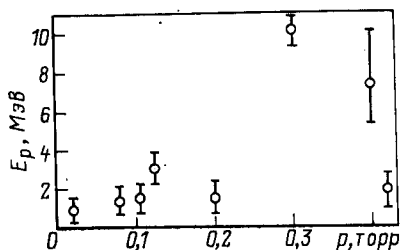
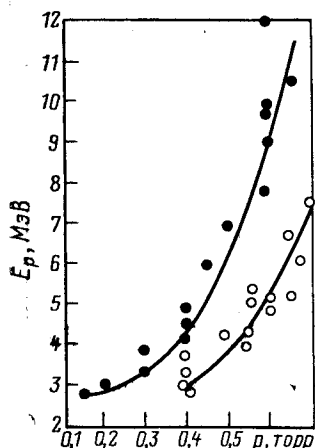


Рис. 14. Конечное значение энергии протонов в зависимости от давления водорода.

Верхней кривой соответствует энергия электронного пучка 1 МэВ [19], нижней — 0,75 МэВ [22]. В обоих случаях радиус катода — 2,54 см

Рис. 15. Зависимость конечной энергии протонов от давления водорода [20, 31]. Энергия электронов пучка — 0,65 МэВ (п. 7 табл. 1)

ионов при более высоких давлениях. Более отчетливо это видно из данных Эккера и Путнама [32], представленных на рис. 16. Существует некоторое значение давления $p_{ср}$, выше которого процесс ускорения ионов прекращается. Мы снова вернемся к этому обстоятельству ниже.

Зависимость энергии ионов от тока электронного пучка в течение некоторого времени служила предметом разногласий. Первые эксперименты Грэйбилла и Уггума [6] явно показывали, что энергия ионов растет как квадрат тока пучка. В действительности же эти авторы варьировали ток пучка, изменяя напряжение при фиксированной геометрии диода, так что одновременно варьировались и ток, и энергия электронов, в связи с чем эти эксперименты следует интерпретировать с осторожностью. Многие авторы, однако, приняли квадратичную зависимость энергии от тока пучка за экспериментальный факт. Однако более тщательные эксперименты, выполненные Эккером и Путнамом [32, 33], показали,

что при фиксированной энергии электронов пучка энергия ионов падает с увеличением тока. Энергия протонов в зависимости от тока для энергий пучка 0,89 и 0,48 МэВ приведена на рис. 17. В обоих случаях удвоение тока приводит к уменьшению энергии приблизительно на 50%. В качестве дрейфового газа использовали водород при 0,55 торр, радиус катода был

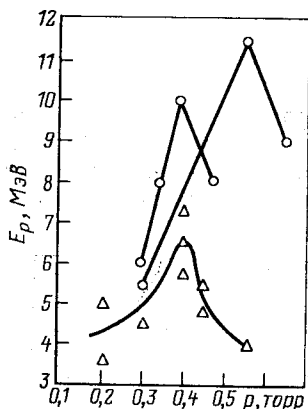


Рис. 16. Зависимость энергии протонов от давления водорода. Объединены данные работ [22] (треугольники) и [32], демонстрирующие эффект отсечки по давлению

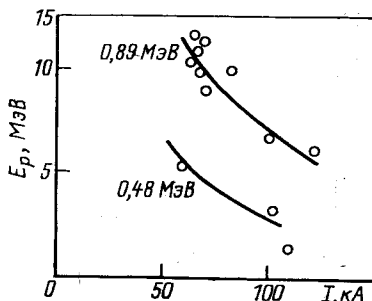


Рис. 17. Зависимость энергии протонов от тока пучка при двух значениях энергии электронов.

Дрейфовый газ — водород при 0,55 торр, радиус катода $r_c = 2,54$ см [33]

2,54 см. Все параметры эксперимента поддерживали постоянными, за исключением тока, который варьировался изменением анод-катодного зазора, т. е. импеданса диода.

В другой серии экспериментов тех же авторов энергию протонов измеряли в зависимости от импеданса диода. Эти данные приведены на рис. 18. Дрейфовая трубка была по-прежнему наполнена водородом при 0,55 торр, однако теперь использовали два катода с различными радиусами ($r_c = 1,27$ и 2,54 см). Как следует из рис. 18, большему радиусу катода соответствует большая энергия протонов при том же значении импеданса. Одинаковые значения импеданса необязательно означают равенство токов и напряжений по отдельности. Эти данные в предположении, что радиус пучка пропорционален радиусу катода, наводят на мысль: повышение плотности тока пучка ведет к снижению энергии ионов.

Такое предположение было действительно подтверждено детальными исследованиями Строу и Миллера [36], которые на самом деле намеревались вскрыть зависимость характеристик ускорения, в особенности энергии ионов, от параметра Будкера v/γ (см. разд. 2).

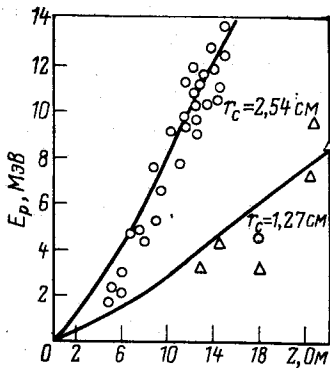
Они использовали электронные пучки с различными параметрами, как это можно видеть из табл. 5. Время нарастания тока

Таблица 5*. Параметры электронного пучка и дрейфовой камеры в экспериментах Струи и Миллера [34]

Номер диода	Диаметр катода, см	Анод-катодный зазор, см	Пиковое напряжение, МВ	Пиковый ток, кА	I/I_e	v/γ	Плотность тока, кА/см ²	Выигрыш в энергии протонов
1	1,3	6,7	5,6	42	1,9	0,2	31,6	—
2	1,3	6,4	5,0	40	2,0	0,2	30,1	3
3	1,3	6,0	4,7	38	2,6	0,2	28,6	—
4	5,1	15,0	4,9	45	2,3	0,3	2,2	—
5	5,1	5,1	2,9	56	5,1	0,5	2,7	4
6	5,1	4,8	2,8	58	5,6	0,5	2,8	—
7	10,2	6,2	3,0	80	4,8	0,6	1,0	6
8	10,2	5,0	2,4	88	7,9	0,9	1,1	—

* Таблица в такой форме дана в цитируемой работе (см. также п. 22 табл. 1), за исключением последних двух колонок. Плотность тока вычислена исходя из пикового значения тока и радиуса пучка, который предполагается равным радиусу катода. Максимальный выигрыш в энергии ионов (то есть отношение максимальной энергии протонов к пиковому значению напряжения на диоде) определен из рис. 3 работы [34]

20 нс, длительность импульса 100—230 нс при изменении импеданса от наименьшего до наибольшего значения. Дрейфовая



← Рис. 18. Зависимость энергии протонов от импеданса диода Z при давлении водорода 0,55 торр для двух радиусов катода [32, 33]

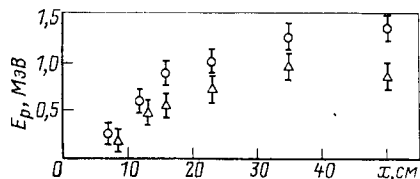


Рис. 19. Зависимость энергии протонов от длины ускорения [20]:

○ — максимальная энергия протонов; △ — энергия, соответствующая максимуму спектра

трубка имела радиус $R = 32$ см и длину $L = 117$ см, и наполнялась ее водородом или дейтерием при давлении в диапазоне от 0,02 до 0,3 торр.

Как видно из табл. 2, энергия протонов растет с увеличением пикового значения тока. Это, на первый взгляд, противоречит данным Эккера и Путнама [33], представленным на рис. 16. Сле-

дует, однако, отметить, что эти авторы фиксировали все параметры, в том числе и радиус катода, в то время как Стру и Миллер меняли диаметр катода. Вывод Стру и Миллера [34, 35] о том, что увеличение v/γ ведет к повышению энергии, является ошибочным. Это подтверждается также одним из результатов Эккера и Пупама (см. рис. 3 работы [32]), согласно которому увеличение параметра v/γ от 1,2 до 3,9 ведет к снижению энергии протонов более чем вдвое. Проблема разрешается, если посмотреть на плотность тока в обоих случаях. Тогда окончательно приходим к заключению, что энергия ионов падает с ростом плотности тока пучка.

В предыдущем разделе уже отмечалось, что длина ускорения лежит в пределах от 5 до 30 см. Это можно продемонстрировать измерением энергии, приобретаемой ионами, в зависимости от пройденного от анода расстояния. Результаты таких измерений, выполненных А. А. Коломенским и др. [20], представлены на рис. 19, на котором верхняя граница энергетического спектра протонов и энергия, соответствующая его максимуму, показаны, как функции расстояния. Видно, что требуется приблизительно 30 см для ускорения протонов до максимальной энергии. Очевидно также, что эффективные ускоряющие поля падают при удалении от анода.

Характеристики ионного пучка. Выше были приведены экспериментальные данные относительно максимальной энергии, до которой ускоряются ионы. Здесь же обсудим более детально характеристики ионного пучка.

Прежде всего коснемся важных результатов Стру и Миллера [36], показывающих, что необходимым условием для ускорения ионов является превышение тока инжектируемого электронного пучка I над электростатическим предельным током I_e . Затем обратимся к данным по зависимости числа ионов от давления и длины дрейфовой камеры, форме импульсов ионного тока и энергетическому спектру. Далее обсудим важные вопросы о синхронизме движения фронта электронного пучка и ионного сгустка, а также о положении ионного сгустка в пучке. Наконец, приведем данные измерений зарядового состояния ускоренных тяжелых ионов и дадим экспериментальное доказательство селективного ускорения ионов с наибольшими отношениями Z/M из смеси газов. Как будет показано ниже (см. разд. 2), эти данные накладывают жесткие ограничения на возможные теоретические модели ускорения ионов.

Стру и Миллер [36] (п. 20, табл. 1) исследовали влияние отношения инжектированного тока к предельному на процесс ускорения ионов, используя электронный пучок с параметрами 2 МэВ, 15 кА, 45 нс и заполненное дейтерием дрейфовое пространство. Предельное значение тока варьировалось в соответствии с его зависимостью от геометрического фактора $1 + 2 \ln R/a$ (см. разд. 2),

посредством изменения радиусов дрейфовой трубки и электронного пучка. Конкретно, использовали три трубки, длиной 63 см каждая и с радиусами 2,5; 5,0 и 12,7 см. Электронные пучки также имели три различных диаметра (0,3; 1,27; 2,5 см), которые определялись диаметрами трех плоских катодных насадок. Использовалось семь комбинаций. Отношение $R/a = 4$ встречалось дважды при различных R и a соответственно и служило для проверки непротиворечивости.

Детектирование и анализ ускоренных дейтронов осуществляли с помощью углеродных мишеней (размером $3,8 \times 3,8$ см²) по имеющей энергетический порог 0,33 МэВ реакции $C^{12}(d, n)N^{13}$, регистрация которой велась по вторичным нейтронам и независимым активационным анализом. Энергетические спектры получены также размещением пакетов алюминиевых фольг (толщиной 13 мкм) перед углеродными мишенями и измерением активности.

Результаты этих измерений представлены в табл. 6. В ней приведены давление, при котором выделяемая ионным пучком

Таблица 6. Влияние величины предельного тока на ускорение ионов [24, 36] (п. 20 табл. 1)

Отношение радиусов дрейфовой трубки электронного пучка * R/a	Отношение инжектируемого тока к предельному I/I_0	Максимальная энергия ионного пучка на мишени, Дж	Средняя энергия ионов при максимальной энергии пучка МэВ	Давление дейтерия при максимальной энергии, торр
2	0,54	—	0,5	—
4	0,86	—	0,5	—
8	1,2	$2 \cdot 10^{-2}$	1	0,06
10	1,3	$3 \cdot 10^{-2}$	1,6	0,1
20	1,6	0,2	2,3	0,2
84	2,2	2,9	3,1	0,25
167	2,8	1,9	2,8	—

* Параметры электронного пучка: 2МэВ, 15 кА, 45 нс; наполняющий газ — дейтерий.

на мишени энергия максимальна, само максимальное значение энергии пучка и средняя энергия ионов при данном давлении (найденная из спектра) в зависимости от отношения инжектируемого тока к предельному. В эту таблицу включены также более поздние данные Миллера и Строу [24] для наибольшего отношения $I/I_0 = 2,8$.

Наиболее важный вывод из этих данных заключается в том, что для ускорения ионов инжектируемый ток должен превосходить предельное значение. Видно также, что процесс ускорения очень

чувствителен к току вблизи этого порога. Рост отношения тока к предельному от 1,3 до 2,2, например, увеличивает полную энергию ионного пучка на два порядка.

Этот эффект вытекает из всех электростатических теорий ускорения ионов, которые будут детально обсуждены ниже, и был указан Александром [37—39], а затем Олсоном [28].

Пороговый эффект был экспериментально подтвержден также Быстрицким и др., варьируя предельный ток за счет изме-

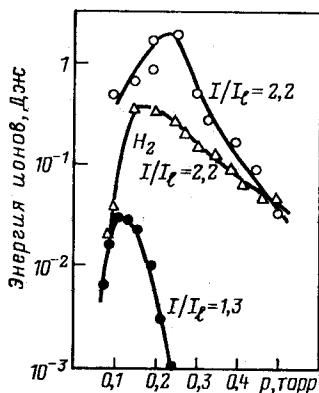
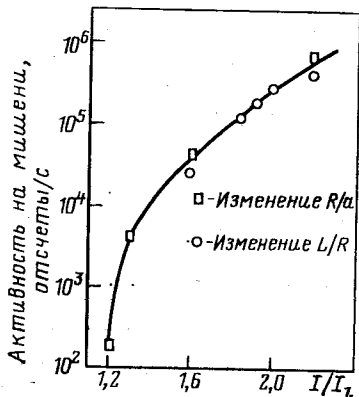


Рис. 20. Зависимость активности, наведенной на углеродной мишени, от отношения инжектированного тока к предельному [41]

Рис. 21. Зависимость полной энергии ионного пучка на мишени от давления наполняющего газа (водорода и дейтерия) при различных отношениях инжектированного тока к предельному [24]

нения диаметра дрейфовой трубки. Они нашли, что ускорение ионов отсутствует, пока инжектируемый ток не превысит предельный в 1,3—1,4 раза, что примерно соответствует данным Струу и Миллера.

Изучение табл. 1 показывает, что во всех экспериментах по ускорению ионов инжектированный ток превосходил электростатический предел. Если длина L дрейфовой трубки становится сравнимой с ее диаметром, то предельный ток растет за счет краевых эффектов (см. разд. 2). Поэтому отношение тока к предельному можно также варьировать, меняя длину трубки и оставляя все остальные параметры неизменными.

Миллер и Струу обнаружили [24, 41], что число ускоренных ионов (определяемое по активности на мишени) резко возрастает с увеличением I/I_e как за счет изменения L/R , так и R/a (рис. 20). Краевым эффектом объясняется также уменьшение энергии и числа ионов при наибольшем отношении $I/I_e = 2,8$ в табл. 3

(вычисленном без учета этого эффекта), так как в данном случае отношение L/R равнялось всего 1,6, в то время как во всех остальных случаях торцевая пластина была достаточно удалена от анода ($L/R \geq 5$). Интегральная характеристика эффективности ускорения, использованная Струу и Миллером, а именно полная энергия ионного пучка на мишени сильно зависит от давления газа. Результаты соответствующих измерений Миллера и Струу [24]

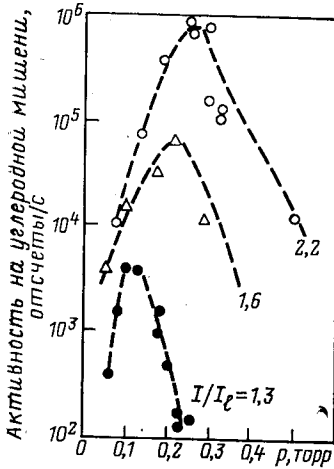


Рис. 22. Зависимость активности на углеродной мишени от давления дейтерия для нескольких значений отношения I/I_e [24]

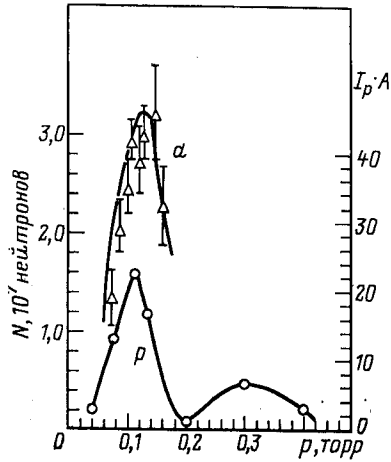


Рис. 23. Зависимость выхода нейтронов из реакции $C^{12}(d, n)N^{13}$ и протонный ток от давления дрейфового газа [31]

представлены на рис. 21, на котором объединены данные по водороду и дейтерию. Измерения показывают, что существует оптимальное значение давления, растущее с увеличением отношения тока к предельному (см. также последний столбец табл. 2).

Очевидно, полная энергия ионов определяется кинетической энергией и их числом. Полное число ускоренных ионов зависит от давления примерно так же, как полная энергия. Это показано для дейтерия на рис. 22, на котором наведенная на мишени активность представлена как функция давления при различных отношениях I/I_e . Сходство кривых означает, что форма ионных спектров нечувствительна к изменениям давления в экспериментах Струу и Миллера.

Совершенно ясно видно, далее, что увеличение I/I_e от 1,3 до 2,2 приводит к росту числа ионов почти на три порядка. Это, кстати, видно и из рис. 10. Сходные результаты по зависимости числа ионов от давления получены многими авторами.

А. А. Коломенский и др. [20, 31, 42] исследовали ускорение в водороде и дейтерии (рис. 23), Грейбилл [6, 30] изучал ускорение ионов также и в гелии (рис. 24). Быстрицкий и др. [40] нашли

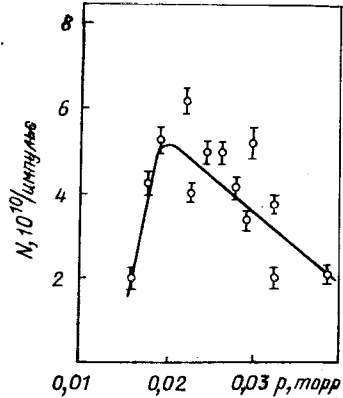
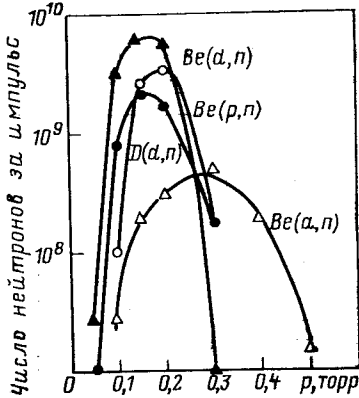


Рис. 24. Зависимость полного выхода нейтронов из реакций $Be^9(x, n)$ и $D(d, n)$ от давлений наполняющего газа [6, 30]

Рис. 25. Зависимость числа ускоренных ионов азота от давления дрейфового газа [40]

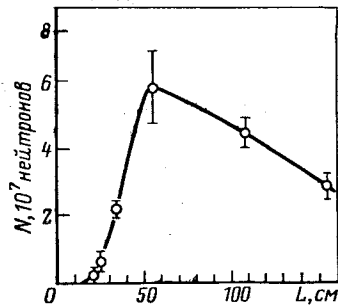
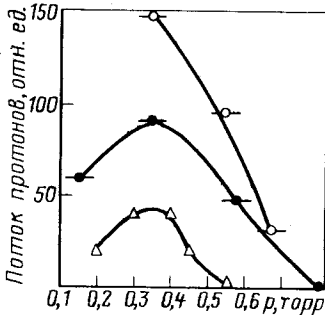


Рис. 26. Зависимость потока протонов в относительных единицах от давления водорода, вычисленная интегрированием сигнала протонного тока [22]. Радиус катода и энергия пучка:

Δ — 2,54 см, 1 МэВ; \bullet — 5,08 см, 1 МэВ; \circ — 5,08 см, 0,75 МэВ

Рис. 27. Зависимость выхода нейтронов из реакции $C^{12}(d, n) N^{13}$ от аксиального положения углеродной мишени [31]

для азота очень низкое оптимальное давление (рис. 25). На рис. 26 показан средний поток протонов, найденный интегрированием сигнала протонного тока, как функция давления водорода (данные Дрикки и др. [22]). В этих измерениях использовали электронные

пучки с двумя энергиями (0, 75, 1 МэВ) и катоды двух диаметров (2,54, 5,08 см). Сравнение кривых энергией 1 МэВ показывает, что большему катодному диаметру соответствует больший поток протонов.

Подводя итог, можно сформулировать следующую общую закономерность в зависимости числа ионов от давления. Существуют три режима по давлению. При низких давлениях число ионов мало, но растет с давлением и достигает более или менее широкого максимума, представляющего второй режим. Наконец, при еще больших давлениях число ускоренных ионов резко падает.

Как будет показано в следующем разделе, проведенное здесь разделение на режимы по давлению теснейшим образом связано с классификацией областей давления по скорости фронта пучка, введенной выше.

Число регистрируемых ускоренных ионов зависит от аксиального положения детектора. Это уже было показано на рис. 10. На рис. 27 представлена соответствующая зависимость, измеренная А. А. Коломенским и др. [31, 42]. Они использовали чашеобразную углеродную мишень, размещаемую на различных расстояниях от анода внутри дрейфового пространства, заполненного дейтерием, и регистрировали реакцию $C^{12}(d, n)N^{13}$ с помощью нейтронного счетчика. Можно отметить резкое нарастание числа ионов на расстоянии порядка 30 см от анода, указывающее на характерную длину ускорения. Это согласуется с результатами тех же авторов по исследованию зависимости энергии ионов от длины (см. разд. 1, рис. 19). После $x = 50$ см наблюдается медленный спад, указывающий на потери ионов, причины которых будут обсуждены позже. Если дрейфовая трубка короткая ($L \leq R$), то должна иметь место сильная зависимость числа ионов от длины трубки, поскольку при уменьшении L предельный ток возрастает и критерий ускорения ионов ($I > I_e$) нарушается. Эта зависимость неявно содержится уже на рис. 20.

Зависимость числа ионов от длины дрейфовой трубки была определена также Быстрицким и др. [40]. Результаты, полученные при инжекции пучка с током 40 кА в наполненную азотом дрейфовую трубку, показаны на рис. 28. Для водорода и гелия было также найдено, что число ионов падает ниже уровня шумов при длине дрейфовой трубки меньшей, чем ее диаметр. Уменьшение ионной интенсивности при $L > 50$ см, согласно объяснению авторов, вызвано уменьшением угловой апертуры спектрометра.

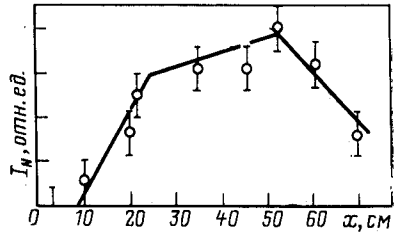


Рис. 28. Зависимость тока ускоренных ионов от длины дрейфовой трубки [40]

До сих пор мы приводили только интегральные характеристики ускоренных ионов, измеренные в основном с помощью ядерных реакций, т. е. значения, усредненные по энергии и времени. Теперь обсудим энергетические спектры и форму токовых импульсов. В основном ускоренные ионы появляются в виде коротких импульсов, типичные формы которых показаны на рис. 29 [6, 29, 30]. Ток ускоренных ионов различных газов измеряли датчиком,

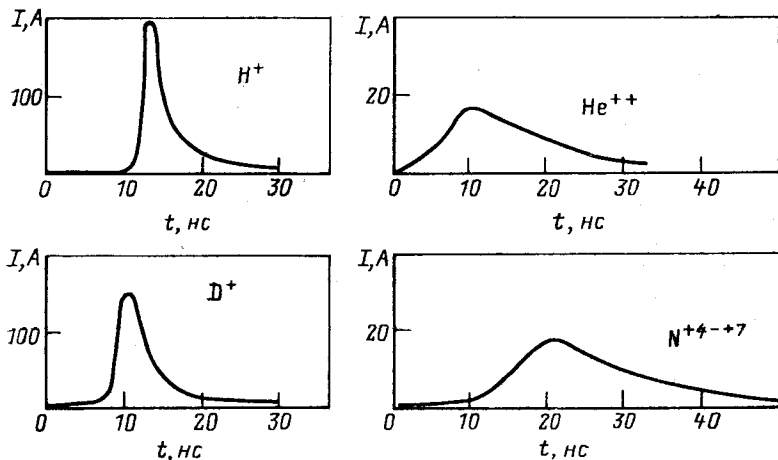


Рис. 29. Типичные формы ионных импульсов [6, 29, 30]. Давления наполняющих газов и времена задержки t_0 относительно тока электронного пучка следующие:

водород — 0,15 торр, $t_0 = 30$ нс; дейтерий — 0,15 торр, $t_0 = 40$ нс; гелий — 0,2 торр, $t_0 = 45$ нс; азот — 0,025 торр, $t_0 = 70$ нс

расположенным на расстоянии приблизительно 50 см от анода. Максимальный протонный ток в 200 А с шириной на половине высоты 5 нс был получен при давлении водорода 0,15 торр.

При увеличении массы ионов ширина импульса возрастает, в то время как максимальное значение тока падает. Отметим, далее, быстрое нарастание и медленный спад тока во всех случаях. Интересно также проследить ионный сгусток во время его дрейфа. Это было сделано Грэйбиллом и др. [6] и Быстрицким и др. [40], получившим осциллограммы ионного тока на различных участках секции ионной диагностики. Грэйбилл и др. нашли, что форма токового импульса не меняется при прохождении расстояния в 60 см, используя три токовых экрана при $x = 0$, $x = 30$ и $x = 60$ см, в то время как максимальное значение тока падает приблизительно на 10%. С другой стороны, Быстрицкий и др. нашли, что ширина сгустка ионов азота удваивается на расстоянии 36 см. Различие в поведении в этих двух случаях связано, оче-

видно, с различием в энергетическом спектре: широкий спектр ведёт к уширению импульса, в то время как при узком спектре первоначальная форма токового импульса сохраняется на большой длине.

Прежде чем перейти к энергетическим спектрам, обсудим интересный случай двойных импульсов, наблюдавшихся в некоторых экспериментах [17, 18, 40]. Под двойным импульсом подразумеваются два отдельных импульса, по форме подобные показанным на рис. 29, следующие друг за другом с интервалом от 5 до 60 нс. В большинстве случаев ток в первом сгустке был больше, но наблюдалась и обратная ситуация [18]. Кроме того, было найдено [18], что интервал между импульсами уменьшается линейно с ростом давления (при 0,2 торр он равен 60 нс, в то время как при 0,8 торр импульсы вообще сливаются).

Другой тип двойных импульсов обнаружен Эккером [43]. Он исследовал временную зависимость ионного тока и нашел, что после обычного короткого импульса (одинарного или двойного) следует пауза длительностью более 100 нс и затем наблюдается медленное, но очень длительное, в течение по крайней мере 100 нс, нарастание ионного тока. Об этом эффекте, однако, ничего не сообщают другие авторы.

Энергетические и импульсные спектры ускоренных ионов определялись рядом авторов, использующих спектрометры или технику фольговых пакетов [18, 20, 24, 34, 42, 44]. Типичные спектры протонов и дейтронов, полученных с помощью фольг, показаны на рис. 30 [24] и 31 [34], на которых энергия ионов отнесена к кинетической энергии инжектированных электронов. Из рис. 30 видно, что и протонный, и дейтронный спектры широкие, причем средняя энергия ионов равна приблизительно $1,5 E_e$, а максимальная энергия лишь вдвое превосходит электронную. Протонные спектры на рис. 31, полученные при различных геометриях и параметрах пучка, показаны в зависимости от v/γ . Подробности можно найти в табл. 2. Что касается количественных соотношений, то выигрыш в энергии здесь выше (до 6 раз). Более интересна качественно новая особенность спектра для наибольшего значения v/γ . В этом случае наблюдается отчетливое разделение спектра на высокоэнергетичную часть, содержащую лишь малую долю ионов, и низкоэнергетичную часть, которой принадлежит основное количество ускоренных ионов. Такую же структуру имеют спектры по импульсам, полученные Рэндером [17, 18]. Типичный пример приведен на рис. 32, на котором показан импульсный спектр протонов, ускоренных пучком с энергией 1 МэВ в воздухе. Спектрометрические результаты А. А. Коломенского и др. [20] для водорода и дейтерия при $p = 0,12$ торр показаны на рис. 33. Двойная структура в них отсутствует. Интересно, однако, что менее чем в 1% всех срабатываний ускорителя с пучком 0,5 МэВ

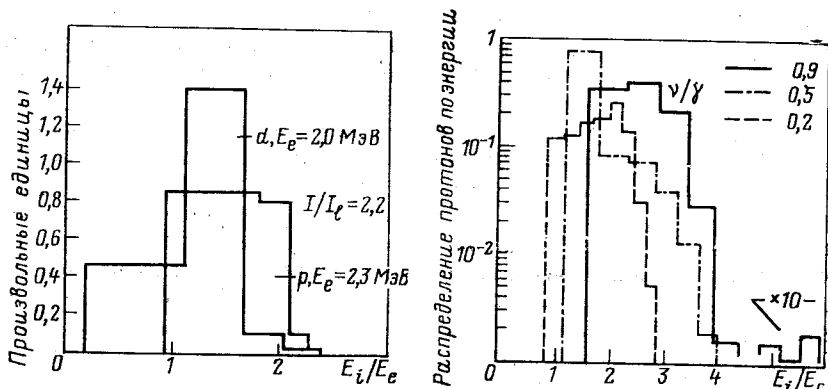


Рис. 30. Энергетические спектры протонов и дейтронов при давлении наполняющего газа 0,24 торр и $I/I_e = 2,2$ [24] (п. 20 табл. 1). Энергии ионов нормированы на кинетическую энергию электронов, абсолютные значения которой указаны на рисунке

Рис. 31. Протонные спектры для трех значений параметра ν/γ инжектированного электронного пучка, полученные с использованием реакций $Ti^{47}(p, n)Va^{47}$ и $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$.

Данные работы [34] (п. 22 табл. 1). Параметры использовавшихся электронных пучков приведены в табл. 2

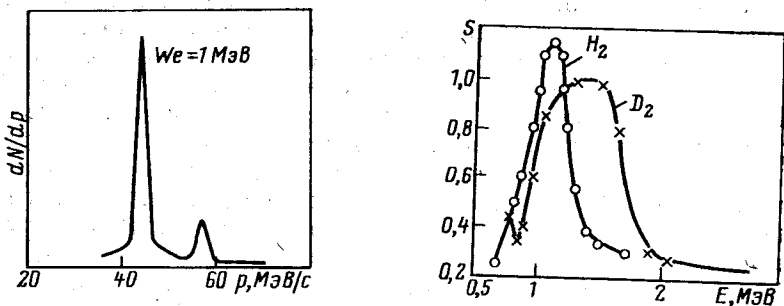


Рис. 32. Импульсный спектр протонов, полученный при инъекции электронного пучка с энергией 1 МэВ в воздух.

Первому пику соответствует энергия протонов 1,03, второму — 1,73 МэВ [18]

Рис. 33. Энергетический спектр ускоренных протонов и дейтронов при давлении наполняющего газа $p = 0,12$ и длине дрейфовой камеры $L = 50$ см [20] (п. 7 табл. 1)

А. А. Коломенский и др. [45] также получили двойную структуру спектра. Одна группа ионов имела энергию около 1,2 МэВ (высокоэнергетическая часть), остальные были сосредоточены вблизи 1,0 МэВ.

Обсудим теперь проблему синхронизма движения фронта пучка и ионного сгустка. В этой связи нам придется рассмотреть в данном разделе два различных вопроса: во-первых, скоррелированы ли скорости и, во-вторых, имеется ли корреляция между положением фронта пучка и ионного сгустка? На оба эти вопроса даны различные ответы в разных экспериментальных исследованиях. Приведем сначала результаты, касающиеся скоростей. Корреляционная диаграмма для скоростей протонов и фронта пучка, полученная Дрикки и др. [22], дана на рис. 34. Ясно видно, что ускоренные протоны почти во всех случаях имеют большую скорость, чем фронт электронного пучка. Вариация скоростей достигалась изменением энергии электронов пучка (0,75—1,0 МэВ) и радиуса катода (1,27—2,54 см).

Рандер [17] нашел, что средняя скорость протонов (усредненная по области давлений от 0,03 до 0,25 торр) приблизительно равна скорости фронта пучка (табл. 7).

Наконец, Грэйбилл [29] пришел к заключению, что фронт пучка распространяется значительно быстрее, чем ускоренные протоны. Аналогичный вывод можно сделать из данных А. А. Коломенского и др. [20]. Вычисляя скорости ионов из спектров на рис. 33, мы найдем для протонов $\beta_p = 0,043—0,055$ и для дейтонов $\beta_d = 0,03—0,044$. Эти значения следует сравнить со скоростями фронта пучка $\beta_f = 0,18$ и 0,1 для протонов и дейтонов соответственно (см. рис. 5). Более детальное обсуждение этих вопросов будет проведено ниже.

Таблица 7. Сравнение скорости фронта электронного пучка в водороде со скоростью протонов, усредненной по интервалу давлений от 0,03 торр до 0,25 торр [17]

Энергия электронов пучка, МэВ	Скорость фронта пучка * $\beta_f = v_f/c$	Средняя скорость протонов * $\beta_p = v_p/c$
0,5	$0,046 \pm 0,005$	$0,045 \pm 0,004$
1,0	$0,061 \pm 0,007$	$0,061 \pm 0,002$

* Указаны статистические погрешности (\pm одно стандартное отклонение)

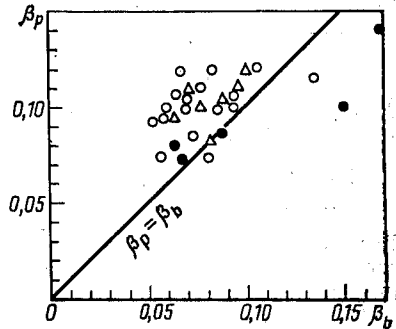


Рис. 34. Корреляционная диаграмма скоростей протонов и фронта пучка, показывающая, что ионы движутся быстрее фронта [22]

Энергия пучка и радиусы катодов следующие: Δ — 0,75 МэВ, $r_c = 1,27$ см; \bullet — 1,0 МэВ, $r_c = 2,54$ см; \circ — 0,75 МэВ; $r_c = 2,54$ см

Касаясь относительного положения ионного сгустка и фронта пучка, Дрикки и др. [22] утверждают, что экстраполированные (из времяпролетных измерений с помощью экранов в секции ионной диагностики) протонные траектории всегда лежат или в головной части пучка, или непосредственно за ней.

Грэйбилл [29, 30] нашел, что ионы находятся не на фронте пучка, а явно за ним. Наконец, данные Эккера и др. [19], приведенные на рис. 35, показывают, что ускоренные ионы (протоны и ионы азота) находятся далеко позади фронта (до 50 см). Это наблюдалось почти во всех случаях как в водороде (0,15—0,65 торр), так и в азоте (0,035—0,095 торр). Противоречия в данных относительно

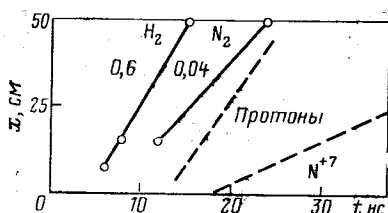


Рис. 35. Траектория фронта электронного пучка и ионных банчей (водород при давлении 0,6 торр; азот — при 0,04 торр) [19]

положения ионного сгустка в пучке будут устранены в следующей главе более тщательным анализом отличий между фронтом пучка, определяемым по резкому нарастанию сигнала с пояса Роговского, и головной частью пучка, участвующей в ускорении ионов.

Заканчивая этот раздел, обратимся к тому интересному факту, что электронный пучок ускоряет преимущественно частицы с наибольшими отношениями заряда к массе. Этот эффект селективного ускорения наблюдали попутно во многих экспериментах. На его важное с теоретической точки зрения значение впервые указали Александр и др. [46], и последующие измерения А. А. Коломенского и др. [47] качественно подтвердили теоретические предсказания.

Сначала приведем здесь результаты спектрометрического анализа зарядностей ускоренных ионов, выполненного Грэйбиллом [29, 30]. Он обнаружил, что при инъекции пучка в гелий при давлении 0,2 торр в сгустке ускоренных ионов присутствуют только He^{++} , а ионы He^+ отсутствуют. Для азота же при 0,025 торр максимальную интенсивность имеют ионы N^{+7} , в то время как N^{+3} и низшие зарядности теряются. Грэйбилл делает вывод, что преимущественно ускоряются частицы с наивысшими значениями Z/M .

Рэндер [17] сообщает, что в каждом импульсе пучок ускоряет и протоны, и частично ионизованные атомы газа и делает предположение, что ускорение протонов в случаях, когда H_2 не был наполняющим газом, связано, вероятно, с загрязнением вакуумной системы и гашением...

Подробный анализ процесса селективного ускорения сделан А. А. Коломенским и др. [47], которые использовали различные концентрации водорода и дейтерия в качестве наполняющего газа

концентрации водорода и дейтерия в качестве наполняющего газа

и детектировали ионы с помощью спектрометра. Их результаты представлены в табл. 8. Видно, что (как уже отмечалось ранее)

Таблица 8. Ускорение ионов из смеси водорода с дейтерием [47]

Концентрация газов, %		Энергия ионов, МэВ		Интенсивность ионного пучка, отн. ед.	
H ₂	D ₂	E _p	E _d	S _p	S _d
100	0	1,1±0,1	—	0,3—1,0	—
90	10	0,8±0,1	—	0,5	—
50	50	0,8±0,1	0,7±0,1	0,05—0,3	0,03
10	90	0,7±0,1	1,0±0,1	0,04	0,05—0,1
0	100	0,7±0,1	1,1±0,1	0,05	0,1—0,3

даже при заполнении чистым дейтерием более 50% ускоренных ионов — протоны, появление которых (по утверждению авторов) связано с загрязнениями вакуумной системы. Эти данные ясно указывают на высокую избирательность процесса ускорения к легким компонентам.

Другие зависимости. Изложив выше основную часть экспериментального материала, обратимся теперь к некоторым экспериментам по изменению дополнительных внешних параметров. Обсудим влияние продольного ведущего магнитного поля, влияние пространственно нарастающего или падающего давления (градиента давления) и эффекты, происходящие при изменении длительности фронта электронного пучка. Наложение продольного магнитного поля сильно сказывается на процесс ускорения. Чтобы иметь представление о характерных величинах, оценим сначала порядок собственного поля типичного электронного пучка.

Если пучок радиуса 2 см несет ток 40 кА, то азимутальное магнитное поле на краю пучка равно 4 кГс. Такую напряженность имело собственное магнитное поле пучка, используемого в экспериментах Эккера и др. [19]. Внешним полем варьировали от 0,1 до 10 кГс. Они нашли, что поле в 0,1 кГс не влияет на процесс ускорения, в то время как поля в 0,2; 0,5; 3 и 10 кГс привели к исчезновению ускоренных протонов во всех импульсах, кроме одного. Это хорошо известный факт подавления ускорения ионов продольным магнитным полем, отмечаемый многими авторами (см., например, работу [48]). Эккер и др. [19] сообщают далее, что в исключительном импульсе (одном из двух при 0,5 кГс), они обнаружили протоны с той же энергией, что и без внешнего магнитного поля (3 МэВ), но их поток был на два-три порядка меньше.

Отличные результаты были получены Робертсоном и др. [49] (табл. 1, п. 16), которые использовали специальную конструкцию

и обнаружили положительный эффект от введения магнитного поля. Они инжектировали полый пучок (с внутренним диаметром 4 см и внешним 5 см) в касп* с центром в 10 см за анодом и шириной 9 см на радиусе 2,5 см. В дополнение было приложено постоянное на длине 1 м продольное магнитное поле, напряженность которого могла варьироваться до 3,2 кГс. На рис. 36 показано число ускоренных ионов в зависимости от напряженности магнитного поля. В качестве

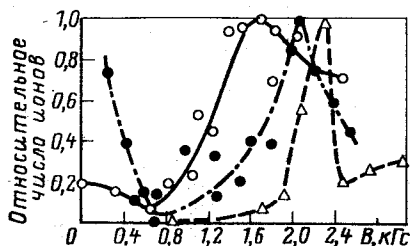


Рис. 36. Зависимость относительного числа ионов от магнитного поля [49] (п. 16 табл. 1).

Число ионов определено по выходу нейтронов из указанных реакций и полному заряду на цилиндре Фарадея и нормировано на максимальное значение: Δ — — — цилиндр Фарадея; \circ — $^{12}\text{C}(d, n)$; \bullet — — — $^7\text{Li}(p, n)$

нейтроны из реакции $^7\text{Li}(p, n)\text{Be}^7$ не наблюдались. Во-вторых, измерения по реакции $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ показали, что максимальное число ионов при наличии магнитного поля в 5 раз больше, чем в его отсутствие.

По мнению авторов работы [49], уменьшение числа ионов при 0,8 кГс связано с обычным подавлением ускорения ионов магнитным полем, о котором сообщали, например, Эккер и др. [19], в то время как магнитное поле, соответствующее максимуму, совпадает с полем, обеспечивающим максимальную трансформацию импульса электронов в каспе.

Явно в сходных условиях Таджима и др. [50] получили 10^{11} α -частиц, ускоренных до энергии 2,2 МэВ в присутствии аксиального магнитного поля напряженностью 10 кГс. Параметры пучка были 0,32 МэВ, 12 кА, 100 нс. Однако никакой дополнительной информации эти авторы не привели.

Используя классическую схему, Быстрицкий и др. [27] (п. 3, табл. 1) изучали влияние сильного магнитного поля на процесс зарядовой нейтрализации при инжекции электронного пучка

* Область изменения направления магнитного поля, используемая для преобразования продольного импульса электронов во вращательный, и наоборот.

в водород, гелий и воздух в зависимости от давления. Конкретно, они измеряли напряжение на емкостном делителе, расположенном на расстоянии 7 см за анодной фольгой и определяли время нейтрализации заряда, которое предполагалось равным времени, в течение которого напряжение достигало потенциала анода. Сравнение результатов измерений при $B = 3,1$ кГс и $B = 0$ в диапазоне давлений от 0,1 до 1,0 торр показало, что для всех газов наличие магнитного поля замедляет нейтрализационные процессы примерно на 50%.

Влияние градиента давления газа вдоль дрейфовой трубки исследовалось в трех работах. Основная идея, лежащая в основе этих попыток, заключается в использовании зависимости скорости фронта пучка от давления (как было показано выше) для контроля над движением фронта. Ю. В. Ткач и др. [21] создали перепад давления от 0,2 торр вблизи анода до 1—2 торр в конце 3-метровой дрейфовой трубки и нашли, что скорость фронта действительно увеличивается в 1,4—1,6 раза в зависимости от используемого газа.

Свэйи и др. [51] и Кусва [52] изучали влияние растущего или падающего в направлении движения пучка давления на энергию ионов, используя времяпролетную методику. Они не нашли ни увеличения энергии ионов, ни заметного изменения скорости фронта пучка, определяемой по полосковым фотографиям, для растущего давления. Для падающего давления было зафиксировано уменьшение энергии ионов до менее чем 1 МэВ по сравнению с 5 МэВ для постоянного давления водорода 0,1 торр. В этом случае градиент давления создавался впуском порции газа в прианодную область предварительно откачанной дрейфовой трубки. К моменту инжекции пучка фронт давления распространялся на определенное расстояние от анода. Таким образом, пучок сначала двигался в газе и, дойдя до фронта давления, инжектировался в вакуум. Это означает, что в действительности ускорение ионов имело место скорее в вакууме, чем в газе низкого давления. Времяпролетные измерения показывают, в подтверждение этого, что ионы, имеющие довольно широкий энергетический спектр, захватываются в режим ускорения на фронте давления. Число ионов увеличивается в 2—10 раз в сравнении с постоянным давлением. А. А. Коломенский и др. [47] вместо гладкого градиента создавали скачок давления, разделив дрейфовую камеру фольгой на расстоянии 13 см от анода. Первая секция содержала водород под давлением 0,12 торр, которое соответствует оптимальным условиям при однородном заполнении. В табл. 9 приведены максимальные энергии ионов, полученные при разных давлениях во второй камере. Видно, что лишь при $p_2 = 0,12$ и 0,15 имеется некоторое увеличение энергии по сравнению со случаем однородного заполнения. Далее, поскольку алюминиевая фольга толщиной 75 мкм

Таблица 9. Максимальная энергия ионов в случае ступеньки по давлению* [47]

Фольга	p_1 , торр	p_2 , торр	E_p , МэВ
Отсутствует	0,12		$1,7 \pm 0,1$
Al, 70 мкм	0,12	0,1 0,12 0,2	$0,5 \pm 0,1$ $0,4 \pm 0,1$ $0,45 \pm 0,1$
5 мкм майлар	0,12	0 0,1 0,12 0,15 0,2	$0,7 \pm 0,1$ $1,4 \pm 0,1$ $1,8 \pm 0,15$ $1,9 \pm 0,3$ $1,0 \pm 0,1$

* p_1 и p_2 — давления в первой и второй камерах соответственно.

поглощает протоны, ускоренные в первой секции, то можно заключить, что ионы ускоряются во второй камере. Интересно отметить, что даже при равных давлениях в обеих секциях, наблюдается некоторый положительный эффект, обязанный тонкой фольге.

В целом эти данные показывают, что использование градиента давления явно не приводит к существенному повышению эффективности процесса ускорения. Мы вернемся к этому обстоятельству ниже.

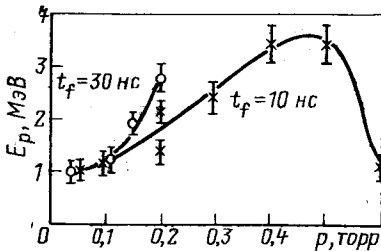


Рис. 37. Влияние времени нарастания тока пучка на зависимость энергии ионов от давления [45]

Результаты этих экспериментов для времени нарастания тока 10 и 30 нс при энергии пучка $E_e = 1$ МэВ приведены на рис. 37.

Из этих данных можно сделать вывод, что, во-первых, энергия ионов не зависит от длительности фронта тока пучка и, во-вторых, что оптимальное давление сдвигается в сторону больших значений, если время нарастания тока пучка уменьшается.

Имеется еще один интересный эксперимент А. А. Коломенского и др. [45], в котором изучалось влияние длительности фронта тока на зависимость энергии ионов от

2. ТЕОРИЯ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

Введение. Предпринято много попыток объяснить теоретически существующие экспериментальные данные по ускорению ионов в нейтральном газе низкого давления. Эти теории расходятся в объяснении возникновения ускоряющих полей, привлекая электростатические, индукционные и волновые механизмы (см. критическое обсуждение этих теорий Олсоном [53, 54]).

Предложено еще большее число новых схем коллективного ускорения с использованием электронных пучков различной формы, распространяющихся в газе, плазме и вакууме, при наличии внешних магнитных полей и без них, с однородными и неоднородными геометриями дрейфовых камер, и т. д.

Лишь две модели в течение некоторого времени могли серьезно соперничать в объяснении экспериментальных данных: модель локализованного пинча, или перетяжки (ЛПМ) Путнама [55—57], и модель фронта ионизации (МФИ), которая была развита несколькими авторами, включая и авторов настоящего обзора [28, 37—39, 46, 58—64].

Модель локального пинча основывается на предположении о бессиловом движении невозмущенного электронного пучка. Для этого требуется, чтобы отрицательная плотность заряда электронного пучка — en_e была частично скомпенсирована фоном положительных ионов en_i до степени κ , данной соотношением [65]

$$\kappa \equiv n_i/n_e = 1/\gamma^2, \quad (1)$$

где γ — релятивистский фактор электронов пучка [их кинетическая энергия равна $mc^2(\gamma - 1)$].

По предположению, равновесие радиальных сил нарушается локализованным сгустком ионов. Этот сгусток притягивает к себе электроны пучка, что приводит к появлению перетяжки впереди него. Сжатый электронный пучок создает потенциальную яму, которая в свою очередь притягивает ионный сгусток. В ЛПМ постулируется синхронное движение ионного сгустка и перетяжки, что должно было бы привести к наблюдаемым высоким энергиям ионов.

Хотя эта идея весьма привлекательна, ее исходное предположение (1) о бессиловом движении пучка не выполняется ни в одном из экспериментов, перечисленных в табл. 1. Это впервые отметили Олсон и Пауки [66, 67], показавшие, что в типичных экспериментальных ситуациях пучки могут распространяться лишь в случае, когда они (почти) полностью зарядово-нейтрализованы.

Имеются также серьезные трудности в объяснении в рамках ЛПМ основных зависимостей (например, ЛПМ предсказывает

квадратичную зависимость энергии ионов от тока электронного пучка, что является согласно экспериментальным данным (см. рис. 17) ошибочным). Численное моделирование на основе ЛПМ [68] показало, что для типичных параметров (1 МэВ, 21—96 кА) постулируемое синхронное движение поддерживается только в течение короткого времени и подвержено неустойчивостям. В конечном итоге были получены энергии ионов лишь одного порядка с кинетической энергией электронов, опять-таки в противоречие с экспериментом, в котором наблюдался выигрыш по энергии, превосходящий в некоторых случаях порядок.

Те же авторы показали, что для удержания ионного сгустка в радиальном направлении хотя бы в течение некоторого времени, необходимо, чтобы ток пучка превосходил предел Альфвена — Лоусона, который представим в форме

$$v/\gamma > 1 \quad (2)$$

(здесь $v = I \text{ (кА)}/17\beta$ — параметр Будкера [69]; β — продольная скорость электронов в единицах скорости света). Изучение табл. 1 показывает, что ускорение ионов наблюдается и для очень низких значений v/γ . В результате приходится к заключению, что ЛПМ не может рассматриваться как основной механизм ускорения.

С другой стороны, модель фронта ионизации (МФИ) действительно способна объяснить (качественно и в большинстве случаев количественно) основные закономерности, найденные в экспериментах. Обсудим здесь подробно модель фронта ионизации и дадим сравнение с экспериментальными данными.

Модель фронта ионизации (МФИ). *Электростатическое запираение.* В основе МФИ лежит тот основополагающий факт, что интенсивный электронный пучок не может распространяться в вакууме, если его ток превышает некоторый предел I_e , который мы рассмотрим позже: Отрицательный пространственный заряд пучка приводит к так называемому „провисанию“ потенциала (относительно нулевого потенциала границ дрейфового пространства, включающих анодную фольгу); при его равенстве напряжению, приложенному к диоду, происходит отражение электронов назад. Это явление называется электростатическим запираением пучка. Область, в которой происходит остановка электронов, называется виртуальным катодом. Электростатическое запираение пучка можно понять на основе следующих соображений, принимающих во внимание образование электронного пучка в диоде.

Сначала рассмотрим одномерную задачу, в которой физически существенные изменения происходят лишь вдоль оси системы (оси x). Для диода это означает, что рассмотрим случай, когда величина анод-катодного зазора d' мала по сравнению с радиусом катода r_c . Если к диоду приложить высокое напряжение U , то

создается электрическое поле $E \approx U/d'$, ускоряющее электроны от катода к аноду. Если во внешней цепи запасена достаточная энергия для поддержания напряжения и переходные процессы закончились, что требует времени порядка обратной плазменной частоты электронного пучка, то электронный поток через диод будет ограничен пространственным зарядом, при этом ток определяется только приложенным напряжением и геометрией диода. Электрическое поле на поверхности катода уменьшается в этом случае до нуля, и электроны вытягиваются из катода с очень низкой (тепловой) скоростью, которую можно считать нулевой по сравнению с конечными (релятивистскими) скоростями у анода. Высокоэнергетичные электроны проходят через фольгу практически беспрепятственно. Что произойдет теперь за анодной фольгой, если дрейфовая камера откачана до глубокого вакуума?

Для рассматриваемого здесь стационарного состояния физически адекватно гидродинамическое приближение, полностью описываемое уравнением Пуассона для потенциала

$$\Delta\varphi = en/\epsilon_0, \quad (3)$$

уравнением непрерывности

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0 \quad (4)$$

и законом сохранения энергии

$$mc^2(\gamma - 1) - e\varphi = W. \quad (5)$$

Эти уравнения равноприменимы к области диода и к дрейфовому пространству (по крайней мере, в одном измерении). Следовательно, можно ожидать, что дрейфовое пространство будет представлять собой просто отражение диода относительно плоскости анодной фольги. Это означает, что на расстоянии $d \approx d'$ образуется виртуальный катод, имеющий такой же потенциал, как и реальный. Анод и виртуальный катод вместе можно назвать виртуальным диодом.*

Уже на этой стадии можно видеть, что в то время как в реальном диоде ускоряются отрицательно заряженные частицы (электроны) в положительном направлении оси x , в виртуальном диоде в том же направлении ускоряются положительно заряженные частицы (ионы). Хотя и нет точного доказательства, нам хотелось бы расширить результаты одномерного рассмотрения на близкий к действительности двухмерный случай и утверждать, что дрейфовое пространство является изображением области диода, возможно, с изменением пространственного масштаба (в основном, в радиальном направлении). Тогда легко понять причину запира-

* Отметим попутно, что принцип отражения применен в так называемых отражательных триодах, используемых для прямого ускорения ионов [70].

ния пучка. Поскольку пучок рождается на катоде с нулевой скоростью, он должен останавливаться у виртуального катода.

Далее можем оценить порядок величины полей электронного пучка, служащих в конечном счете для ускорения ионов. Эти поля должны быть того же порядка, что и поля в диоде. Если используем напряжения порядка 1 МВ и анод-катодные зазоры около 1 см, то получим напряженность электрического поля в дрейфовом пространстве порядка 10^6 В/см.

Говоря об отражении, следует дополнительно указать, куда движутся электроны после остановки у виртуального катода. Два случая представляют особый интерес. В первом, когда приложено очень сильное продольное магнитное поле, электроны «привязаны» к силовым линиям, т. е. могут двигаться только в продольном направлении. В этом случае электроны отражаются назад через анодную фольгу в область диода, увеличивая пространственный заряд в диоде и дрейфовом пространстве. После многократных отражений они теряют энергию из-за рассеяния в анодной фольге и в конечном счете захватываются анодом. Во втором случае, когда внешнего магнитного поля нет, большинство электронов рассеивается на стенки дрейфовой камеры после отражения от двухмерной потенциальной «горки», создаваемой виртуальным катодом. Накопление дополнительного пространственного заряда в области между реальным и виртуальным катодами не происходит. Поскольку большинство экспериментов проводилось в отсутствие магнитного поля, именно второй случай представляет для нас основной интерес.

Прежде чем перейти к количественному анализу электростатического запирания пучка, наметим дальнейшее построение МФИ. Запирание пучка происходит и при наличии первоначально нейтрального газа. Однако газ может ионизироваться электронами и ионами, ускоренными в стационарной потенциальной яме вблизи анода. Ионизация приводит к нейтрализации отрицательного пространственного заряда пучка, устраняя тем самым причину запирания. Фронт пучка, т. е. виртуальный катод, начинает двигаться со скоростью, определяемой простым соотношением

$$v_f = d/\tau_{эф}, \quad (6)$$

где d — размер области фронта и $\tau_{эф}$ — эффективное время ионизации.

Итак, мы получили простую и весьма приближенную картину, согласно которой виртуальный диод ускоряет ионы и к тому же движется в одном с ними направлении, увеличивая тем самым их энергию до значений, превосходящих приложенное напряжение.

Приступим теперь к количественному описанию запирания пучка. Предположим, что однородный пучок с радиусом a и током I движется в дрейфовой трубке радиуса R . Решая тогда уравнение

Пуассона, для потенциала на оси получим

$$\varphi(r=0) = (-I/4\pi\epsilon_0 c\beta)(1 + 2 \ln R/a), \quad (7)$$

где полный ток I дается выражением

$$I = \pi a^2 e n \beta c; \quad (8)$$

βc и n — скорость электронов и плотность пучка соответственно.

Положим, что дрейфовая трубка находится под нулевым потенциалом. Выражение (7) показывает, что электронный пучок вызывает провисание потенциала. Для того чтобы инжектированные электроны могли вообще распространяться, необходимо, очевидно, чтобы провисание потенциала было меньше, чем ускоряющее напряжение на диоде. Поэтому, приравнявая потенциал на оси к

$$\varphi = -U = -(mc^2/e)(\gamma - 1), \quad (9)$$

полагая тем самым, что электроны теряют всю свою кинетическую энергию, мы получим из (7) грубую оценку для максимального тока, который может транспортироваться через трубку:

$$I'_e = I_0 \beta (\gamma - 1) / (1 + 2 \ln R/a). \quad (10)$$

Здесь использовано значение U из (9), $I_0 = 4\pi\epsilon_0 mc^3/e \approx 17$ кА — естественная единица тока. Ток, определяемый соотношением (10), называют электростатическим предельным током.

Более строгий анализ, учитывающий замедление электронов, был проведен А. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе [71]. Их результаты можно свести в интерполяционную формулу

$$I_e = I_0 (\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} / (1 + 2 \ln R/a) \quad (11)$$

для предельного тока. Это выражение для тока (без штриха) и будет использовано в дальнейшем, если не оговорено другое. Оба значения для предельного тока в зависимости от энергии инжектируемых электронов приведены на рис. 38. Сравнение показывает, что всегда $I'_e > I_e$, причем при сильном релятивизме $I'_e \approx I_e$, в то время как для нерелятивистских энергий эти значения отличаются приблизительно вдвое. Типичные значения предельного тока I_e лежат в диапазоне от 5 до 150 кА (подробности см. в табл. 1).

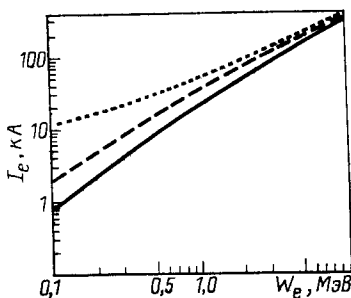


Рис. 38. Зависимость электростатического предельного тока от энергии электронов при $R = a$:

сплошная кривая соответствует выражению (11), штриховая — (10). Для сравнения показан предельный ток Альфвена — Лоусона, соответствующий магнитному запирающему пучку (пунктир)

Предположим теперь, что ток I , инжектированный сквозь анодную фольгу в дрейфовое пространство, превышает предельное значение: $I > I_c$. Ясно, что такой ток не может распространяться по трубке.

Полезно исследовать сначала только продольное запираение пучка. Для этого предположим, что инжектируемый ток настолько превосходит предельный, что глубина проникновения d существенно меньше радиуса пучка a .

Если мы пренебрежем на время замедлением электронов в поле пространственного заряда и предположим, что происходит просто отражение от виртуального катода при $x = d$, то, интегрируя уравнение Пуассона с граничными условиями $\varphi(x=0) = 0$, $d\varphi/dx(x \geq d) = 0$, получаем

$$\varphi(x) = (-en/2\varepsilon_0) [d^2 - (x-d)^2]. \quad (12)$$

Это выражение дает потенциал в пространстве между анодом и виртуальным катодом (в приближении постоянной скорости). За виртуальным катодом потенциал имеет постоянное значение

$$\varphi = (-en/2\varepsilon_0) d^2. \quad (13)$$

Чтобы произошло отражение, этот потенциал должен превосходить кинетическую энергию инжектируемых электронов. Предполагая равенство, найдем положение виртуального катода

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{e^2 n} mc^2 (\gamma - 1)} = \sqrt{2} \frac{c}{\omega_b} \sqrt{\gamma - 1}. \quad (14)$$

В последнее выражение введена плазменная частота пучка

$$\omega_b = (e^2 n / \varepsilon_0 m)^{1/2}.$$

Выражая плотность пучка через плотность тока J , можно получить выражение для d в другой полезной форме

$$d = \sqrt{2\varepsilon_0 \frac{mc^3}{e} \frac{\beta(\gamma-1)}{J}}. \quad (15)$$

Эта формула показывает, что глубина проникновения пучка растет приблизительно * как корень квадратный из энергии и падает обратно пропорционально корню из плотности тока.

Одномерное рассмотрение справедливо только для $d \ll a$. Предполагая, что пучок однороден по радиусу, имеем $J = I/\pi a^2$. Учитывая (15), условие $d \ll a$ эквивалентно неравенству $I \gg I_0 \beta (\gamma - 1)/4$, которое является не чем иным, как условием сильного превышения инжектируемого тока над предельным при разумных отношениях R/a .

Этот простой способ нахождения глубины проникновения легко обобщается для камеры конечной длины L . В этом случае мы

* Пренебрегая слабой зависимостью от β .

должны решить уравнение Пуассона с дополнительным граничным условием $\varphi(L) = 0$. Если ток сверхкритический (см. ниже), то появляется виртуальный катод, разделяющий дрейфовое пространство на две области. Первая область (вблизи анода) содержит инжектируемые электроны (ток I) и электроны, отраженные от виртуального катода (отраженный ток I_-), в то время как во второй области присутствуют только электроны, прошедшие через виртуальный катод (и образующие прошедший ток I_+). Закон сохранения тока $I = I_+ + I_-$ устраняет один из токов I_{\pm} из рассмотрения. Представляют интерес два следующих вопроса — определить при данных инжектируемом токе I , энергии $mc^2(\gamma - 1)$ и длине L (а) прошедший ток I_+ как функцию I и (б) положение виртуального катода d .

Критическая плотность тока находится опять приравнованием минимального потенциала к кинетической энергии инжектируемых электронов*. Поскольку при токе ниже предельного при $x = L/2$ потенциал минимален, мы можем воспользоваться соотношением (15) с $d = L/2$ и $J = 2J_e$, так как отражение, учтенное в (15), в данном случае отсутствует, и найти

$$J_e = (2I_0/\pi) \beta (\gamma - 1)/L^2. \quad (16)$$

Для $J < J_e$ прошедший ток равен инжектируемому $J_+ = J$. Для $J > J_e$ имеют место соотношения

$$2J = (1/d^2 + 1/(L-d)^2) J_e L^2/4 \quad (17)$$

и

$$J_+ = \frac{L^2}{(L-d)^2} \frac{J_e}{4}, \quad (18)$$

позволяющие выразить d и J_+ через J , L и γ .

Приближенное решение имеет вид

$$\left. \begin{aligned} d &\approx (L/2) [1 - (1/\sqrt{3}) \sqrt{J/J_e - 1}] \text{ для } J/J_e - 1 \ll 1; \\ J_+ &= J_e [1 - (2/\sqrt{3}) \sqrt{J/J_e - 1}] \text{ (слабая надкритичность)} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

и

$$\left. \begin{aligned} d &\approx L \sqrt{J_e/8J} \text{ для } J/J_e \gg 1; \\ J_+ &\approx J_e/4 \text{ (сильная надкритичность)}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Как видно из (19), при $J > J_e$ происходит резкое уменьшение прошедшего тока и расстояния от анода до минимума потенциала.

* На самом деле, ситуация несколько сложнее. Если виртуальный катод не образуется, то существуют два стационарных решения (см., например, Бардсолл, Бриджес [72]) при одном и том же наборе исходных параметров (J , L , γ). Решение с большей минимальной скоростью частиц дает предельный ток, вдвое превосходящий значение (16). Однако это решение неустойчиво [73].

Для очень больших токов глубина проникновения (20) совпадает со значением (15), полученным ранее. Интересно отметить, что прошедший ток стремится к ненулевому пределу при инжектируемых токах, существенно превосходящих предельное значение. Это физически ясно из следующих соображений. В надкритическом случае область дрейфа состоит фактически из двух виртуальных диодов противоположной полярности, работающих в режиме ограничения пространственным зарядом. В первом «диоде» ($0 < x < d$) пространственный заряд включает отраженные электроны и определяется суммой $J + J_- = 2J - J_+$, в то время как во втором «диоде» течет только прошедший ток J_+ . Применяя теперь закон Чайлда — Лэнгмюра (см., например, [74]) для обоих диодов, в ультрарелятивистском приближении (постоянных скоростей) получаем соотношения (17) и (18). Критический ток J_c является соответственно чайлдлэнгмюровским током для напряжения, соответствующего энергии инжектируемого пучка и диодном зазоре, равном половине длины дрейфовой камеры. При значительном увеличении инжектируемого тока d уменьшается до нуля и длина второго «диода» стремится к L . Если точное выражение для чайлдлэнгмюровского тока пропорционально $1/L^2$, то предельное значение прошедшего тока действительно равно 25% критического. Точная теория была развита Верониным и др. [75]. Как и ожидалось, изменяется только зависимость от энергии, например, для d вместо (15) получается [76]:

$$d_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{I_0}{4\pi J}} \int_1^\gamma ds (s^2 - 1)^{-1/4} \approx \sqrt{\frac{I_0}{4\pi J}} (\gamma^{2/3} - 1)^{3/4}, \quad (21)$$

где в последнем выражении эллиптический интеграл заменен приближенным значением.

Таким образом, учет замедления электронов сводится к замене $\beta (\gamma - 1)$ на приближенное значение $(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}$, как и в случае цилиндрической геометрии [см. (10) и (11)]. Соотношения (17) и (18) были проверены экспериментально Миллером и Строу [77]. Они использовали пучок с параметрами 20 кА, 2 МэВ, 40 нс и длительностью фронта 6—10 нс в ведущем продольном магнитном поле напряженностью до 7,8 кГс. Было найдено хорошее согласие между теорией и экспериментом. Наличие характерного резкого уменьшения прошедшего тока при превышении критического значения было подтверждено с точностью до экспериментальных погрешностей. Значения d_0 для экспериментов по ускорению ионов, рассматриваемых в данной работе, можно найти в табл. 1.

Здесь уместно сделать замечание общего характера. Электроны, отразившись от виртуального катода, будут возвращаться в диод и вновь ускоряться в дрейфовое пространство до тех пор, пока не будут потеряны из-за ухода в радиальном направлении или рас-

сеяния в анодной фольге. Такие осциллирующие электронные сгустки изучали несколько авторов (см. работы [78, 79] и ссылки в них, а также [80, 81]). Отметим еще раз, что последовательная теория инжекции электронных пучков даже в простейших случаях должна включать в рассмотрение область диода. Свойства анодной фольги особенно сказываются на стационарном состоянии. Для простоты будем считать анод «полунепроницаемым», т. е. прозрачным для электронов, движущихся из диода в дрейфовое пространство, но поглощающим электроны, отраженные назад (см. также статью [81]).

До сих пор мы рассматривали только стационарные состояния в задаче инжекции. Важно однако иметь информацию и о временном поведении интересующих нас величин. Уже давно стало ясно, что построить аналитическую нестационарную теорию практически невозможно и следует полагаться на численное моделирование на ЭВМ (см., например, работу [82] и ссылки в ней).

Обстоятельное исследование соотношения между стационарным и зависящим от времени потоком в нерелятивистском случае было проведено Бэрдсоллом и др. [72]. Оказалось, что при наличии виртуального катода статическое решение неустойчиво * и устанавливается квазистационарное состояние, характеризующееся колебаниями с большой амплитудой всех величин (потенциала, положения виртуального катода, прошедшего и отраженного токов, плотности заряда и т. п.). Период этих колебаний определяется временем пролета электрона, отраженного от виртуального катода, которое в свою очередь обратно пропорционально плазменной частоте ω_p пучка.

Возникновение колебаний можно понять следующим образом. В первый момент электроны свободно проходят в дрейфовое пространство. Заряд накапливается и вызывает провисание потенциала. В конечном счете основная масса электронов (за исключением первых) отражается от потенциального барьера и дрейфовое пространство разряжается, отдавая ток обратно в диод. Потенциал растет, электроны снова могут пройти в дрейфовое пространство, и процесс периодически повторяется. Эти осцилляции позволяют объяснить проницаемость виртуального катода, едва ли понятную в рамках статического приближения ввиду того, что в статике начальные условия для каждого из электронов идентичны. Релятивистский случай обсуждали Пауки и Ростокер [76] и исследовал более детально Ханцше [83, 84]. Наблюдается качественно такая же картина.

* Как уже упоминалось, устойчивость статического решения исследовалась не так давно Пащенко и др. [73].

Задачу инжекции можно исследовать аналитически (в одномерном случае) до момента первого пересечения траекторий частиц (отраженных и входящих) или попадания электрона на электрод*.

Наиболее интересные результаты таковы: 1) глубина потенциальной ямы может в δ раз превосходить значение, соответствующее кинетической энергии инжектированных электронов; 2) коэффициент углубления ямы δ определяется временной зависимостью инжектированного тока. Для токовой ступеньки (нулевая длительность фронта) коэффициент δ меняется от 3,0 до 2,14 при изменении энергии от нерелятивистских до ультрарелятивистских значений. Если, с другой стороны, ток растет как $(t/t_0)^{\nu}$, то коэффициент усиления не зависит от t_0 , что для случая $\nu = 1$ было получено также Олсоном [28], и растет с увеличением ν , но падает с ростом энергии. Наибольшее значение $\delta = 3,92$ получено для $\nu \rightarrow \infty$ и нерелятивистских энергий.

Для того чтобы проследить поведение системы на временах, когда аналитическое гидродинамическое решение теряет применимость (из-за возникновения многопоточности), было выполнено несколько численных исследований задачи инжекции, в том числе: одномерная модель с бесконечно длинной дрейфовой камерой [76], с конечной длиной, «1,5-мерная» модель (внешнее продольное магнитное поле бесконечной напряженности и цилиндрическая геометрия полей) Коломенского и Новицкого [72, 85], расчет Пауки и Олсона [86] в близком к реальности двумерном случае, а также двумерное моделирование инжекции очень тонкого пучка ($R \gg a$) в вакуум [87]. Некоторые результаты расчетов на ЭВМ даны также в работе [26].

Наиболее важные результаты этих исследований таковы: 1) в целом, все величины испытывают сильные колебания, как и в нерелятивистском случае; 2) амплитуда колебаний значительно уменьшается при увеличении разброса по продольным скоростям; 3) во всех случаях, кроме одномерного с бесконечной дрейфовой камерой, провисание потенциала δ самое большее 1,5 и никогда не достигает упомянутых выше аналитических значений.

Мы приходим к заключению, что привлекательная идея связать наблюдаемые высокие энергии ускоренных ионов с углублением потенциальной ямы (из-за нестационарности процесса инжекции), как это было сделано в теории Олсона [28], должна быть отвергнута.

Для объединения случая чисто радиальной зависимости потенциала, в котором предельный ток дается формулой (11), и

* Использование лагранжевых переменных позволяет найти очень простое выражение для напряженности поля как функции начального положения рассматриваемой частицы, но только до момента времени, когда происходит одно из упомянутых событий.

продольного рассмотрения, ведущего к выражению (21) для глубины проникновения пучка, полезно найти точное решение уравнения Пуассона через функцию Грина для цилиндрической камеры длины L , радиуса R , находящейся под нулевым потенциалом. Для аксиально-симметричного распределения заряда в камере имеем

$$\varphi(r, x) = \int_0^R dr' r' \int_0^L dx' G(r', x'; r, x) \rho(r', x'), \quad (22)$$

где ρ — плотность заряда, деленная на ϵ_0 , и (см. [88]):

$$G(r', x'; r, x) = \frac{2}{R} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\lambda_n r/R) J_0(\lambda_n r'/R)}{\lambda_n J_1^2(\lambda_n)} \times \\ \times \frac{\text{sh}\{\lambda_n [L - \max(x, x')/R]\} \text{sh}\{\lambda_n \min(x, x')/R\}}{\text{sh}\{\lambda_n L/R\}}, \quad (23)$$

здесь J_0, J_1 — функции Бесселя первого ряда и λ_n ($n = 1, 2, \dots$) — нули J_0 ($J_0(\lambda_n) = 0$). Если камера достаточно длинная $\lambda_1 L/R \gg 1$, т. е. $L/R \gg 1/2, 4$, то множитель с гиперболическими синусами в (23) упрощается до вида

$$(\exp[-\lambda_n |x + x'|/R] - \exp[-\lambda_n |x - x'|/R])/2. \quad (24)$$

Это выражение показывает, что потенциал, создаваемый зарядом, экспоненциально падает в продольном (x) направлении. На расстоянии вдоль оси, равном примерно $2R$, поле составляет менее 1% максимального значения. Из этого следует, что: 1) влиянием торцевой стенки (при $x = L$) можно пренебречь, если $L > 2R$; 2) потенциальная яма пучка, запертого на расстоянии $x = d_0$ от плоскости входа, имеет аксиальную протяженность порядка диаметра дрейфовой трубки.

Нетрудно получить приближенное выражение для предельного тока, который может проходить через камеру конечных размеров, полагая пучок однородным, пренебрегая замедлением и приравнивая потенциальную энергию в центре системы ($r = 0, x = L/2$) к энергии инжекции. Мы не станем приводить здесь это выражение, но упомянем, что Миллер и Струй [24, 41] вычислили предельный ток и нашли удовлетворительное согласие с данными эксперимента по ускорению ионов при наличии подвижной торцевой стенки, показанными на рис. 20. Ясно, что если дрейфовая камера становится короче, то предельный ток растет и если при этом инжектируемый ток оказывается ниже, то запирающие процессы происходят и ускоренные ионы не должны наблюдаться. Это было подтверждено экспериментально. В экспериментах по ускорению ионов обычно $R \ll L$, так чтобы не было влияния торцевой стенки на критический ток.

Рассмотрим следующий важный вопрос. Пусть $L \rightarrow \infty$ и инжектируется ток ниже критического $I < I_e$, где I_e — предельный ток при радиальных границах. Очевидно, что виртуальный катод в этом случае отсутствует. Пусть теперь I приближается к I_e и переходит через это значение. В таком процессе должен образоваться виртуальный катод, первоначально на большом расстоянии от точки инжекции, а затем постепенно приближаться к ней. Так что задача состоит в определении положения виртуального катода d , как функции отношения I/I_e . Поскольку этот вопрос не затрагивался в литературе, мы сделали грубую оценку *, действуя по аналогии с одномерной моделью (17) и (18), и получили результат

$$I_+/I \approx (1 - \exp[-2,4d/R])^2. \quad (25)$$

Здесь I_+ — ток, текущий за виртуальный катод. Эта формула справедлива при $d \gg R$, т. е. когда проходит почти весь инжектированный ток.

Нет причин далее считать, что ток I_+ не равен предельному значению I_e , который определен для области, удаленной от диода, так что имеем

$$2,4d/R = -\ln[1 - (I_e/I)^{1/2}] \text{ для } I_e < I. \quad (26)$$

Это выражение показывает, что положение виртуального катода очень чувствительно к величине δI , на которую инжектируемый ток превосходит критическое значение. Далее, при сильной надкритичности $I \gg I_e$, получаем зависимость $d \sim I^{-1/2}$, найденную в одномерном случае для глубины проникновения [см. (15), (21)], хотя, строго говоря, применимость (26) ограничена слабой надкритичностью.

Запирание пучка при инжекции в вакуум или первоначально нейтральный газ хорошо установлено экспериментально (см. рис. 8 и 9). Более детальная информация о траекториях электронов пучка в отсутствие внешнего магнитного поля, полученная численным моделированием, дана в работах [86, 87]. Их результаты показывают, что после образования виртуального катода на оси системы, электроны движутся преимущественно по радиусу на стенки камеры (пучок имеет большую расходимость), и только незначительное число частиц отражается назад или проникает через виртуальный катод. Таким образом, на стадии запырания пучок представляет собой «горн» с радиусом, меняющимся от a' до R на длине d . Минимум потенциала находится на расстоянии, несколько меньшем d . За минимумом потенциал экспоненциально стремится к нулю (на характерной длине, равной примерно $2R$ [см. (3.24)]. Поскольку обычно $2R > d$, потенциальная яма имеет

* Подробно этот вопрос будет освещен в другой работе авторов.

очень крутой спад и медленный подъем в направлении движения пучка. Для $d \ll 2R$, т. е. для сильной надкритичности, распределение потенциала вдоль оси напоминает ступеньку.

Как упоминалось ранее, фронт пучка с течением времени начинает двигаться в направлении потока электронов, когда первоначально нейтральный газ ионизируется электронами пучка. Детально процессы ионизации обсуждаются ниже. Здесь же рассмотрим влияние частично ионизированного газа на механизм запираания, т. е. найдем критический ток и глубину проникновения в случае, когда пространственный заряд пучка скомпенсирован на относительную величину $\kappa = n_i/n_e$ неподвижными положительными ионами.

Если пренебречь замедлением пучка, то имеем ту же самую задачу, что и в отсутствие ионного фона, с той лишь разницей, что плотность заряда ρ в уравнении Пуассона следует заменить на $(1 - \kappa)\rho$. Если плотность заряда пропорциональна току, то необходимо заменить I и J на $I(1 - \kappa)$ и $J(1 - \kappa)$ соответственно. Таким образом, для глубины проникновения в данном приближении имеем

$$d = d_0 / \sqrt{1 - \kappa}, \quad (27)$$

а критический ток I_e возрастает до значения

$$I_e = I_0 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln R/a} \frac{1}{1 - \kappa}. \quad (28)$$

Если пространственный заряд полностью скомпенсирован ($\kappa = 1$), то электростатическое запираание, очевидно, отсутствует. Однако в этом случае собственное магнитное поле приводит к пинчеванию пучка, препятствующему его распространению, если ток превосходит хорошо известный предел Альфвена — Лоусона [89]:

$$I_A = I_0 \beta \gamma. \quad (29)$$

Возможно, что степень нейтрализации такова, что электростатическое расталкивание полностью компенсируется магнитным стягиванием. Условием такого равновесия радиальных сил обычно считают соотношение (1). Одним из авторов настоящей работы было указано [90, 91], что степень зарядовой компенсации κ непостоянна по сечению пучка, а дается формулой

$$\kappa(r) = \left(1 + \frac{r}{4} \frac{d}{dr} \right) \frac{1}{\gamma^2(r)}, \quad (30)$$

где $\gamma(r)$ — зависящий от радиуса релятивистский фактор. Если $\gamma(r)$ растет с радиусом r (что обычно имеет место), то $\kappa(r)$ меньше, чем $1/\gamma^2(r)$.

Точное значение предельного тока для такого равновесия дается выражением

$$I_A^{FN} = I_0 \sqrt{\gamma_a^2 - 1} = I_0 \beta_a \gamma_a. \quad (31)$$

В этом соотношении нетрудно усмотреть ток Альфвена — Лоусона при динамических величинах γ и β , взятых на краю пучка. Точное выражение (31) дает большее значение для предельного тока, чем приближенное (28) с $\kappa = 1/\gamma^2$. Для энергий в диапазоне, представляющем интерес 0,5—2 МэВ, эти значения отличаются приблизительно в два раза. В дальнейшем будем пользоваться выражениями (27) и (28), поскольку они проще.

Движение ионов в головной части пучка. Исследуем здесь подробно движение ионов в электрическом поле на фронте пучка (головная часть). Предположим существование открытой со стороны фронта пучка потенциальной ямы, которая в течение времени T_1 движется с постоянной скоростью v_{f1} , затем скорость скачком меняется до значения v_{f2} . Наличие двух скоростей четко прослеживается в экспериментах (см. разд. 2), а также является следствием нашей теории движения фронта пучка, которая изложена ниже.

Предположение о спаде потенциала (открытая с одной стороны яма) упрощает вычисления (можно пренебречь торможением ионов) и оправдывается конечными результатами. Потенциал уменьшается внутри области фронта пучка длиной l от $e\varphi = 0$ до $e\varphi = -W_0 = mc^2 (\gamma - 1) \delta$ и постоянен за фронтом. Фактор δ описывает углубление потенциала, обусловленное переходными эффектами. Постоянство потенциала позади фронта пучка означает, что мы предполагаем полную нейтрализацию пространственного заряда (и высокую проводимость) за фронтом, а задний фронт пучка в камере находится под потенциалом анода. Из-за движения ионов распределение пространственного заряда пучка меняется сложным образом. Даже в одномерном случае трудно получить самосогласованное решение этой задачи. Сделаем несколько радикальных упрощений и предположим, что в головной части пучка, т. е. в области частичной нейтрализации:

а) потенциал уменьшается линейно $\Delta\varphi = W_0/e$; б) плотность электронов n_e постоянна; в) плотность ионов n_i постоянна.

При этих предположениях процесс ускорения качественно можно описать следующим образом. Ионы рождаются с нулевой начальной скоростью и ускоряются на спаде потенциала. В зависимости от скорости фронта v_f , ионы могут уйти вперед за фронт, причем их максимальная скорость равна удвоенной скорости фронта; при очень большой скорости v_f , ускорение срывается и ионы уходят за задний фронт головной части пучка. Все частицы можно разбить на две группы в зависимости от их энергии: в первую входят частицы с низкой энергией, максимальное значение

которой W_0 , вторая состоит из частиц с высокой энергией, максимальное значение которой вчетверо превышает энергию инжекции электронов (при $\delta = 1$).

Когда скорость достигает своего второго значения, то только что описанный процесс может повториться, и группу частиц с высокой энергией, образованной на первом этапе ускорения, можно доускорить до учетверенной скорости v_{f_1} и соответственно до энергии, в 16 раз большей энергии инжекции W_0 .

Обратимся теперь к количественному анализу. Обозначим ξ координату иона в системе, движущейся вместе с фронтом. Тогда положение иона с зарядностью Z и массой M , покоившегося в начальный момент, определяется формулой *

$$\xi = \xi_0 - v_f t + gt^2/2, \quad (32)$$

где

$$g = \frac{Z_e E_0}{M} = \frac{ZW_0}{Md} \quad (33)$$

— ускорение; ξ_0 начальная координата иона. Вводя безразмерные величины

$$\lambda = \xi/d, \quad 0 \leq \lambda \leq 1; \quad (34)$$

$$\alpha = v_f/(2dg)^{1/2}; \quad (2dg)^{1/2} = c [(2m/M) Z (\gamma - 1)]^{1/2}; \quad (35)$$

$$\theta = t/(2d/g)^{1/2}; \quad (2d/g)^{1/2} = (d/c) \{2M/[mZ (\gamma - 1)]\}^{1/2}, \quad (36)$$

перепишем (33) в виде

$$\lambda = \lambda_0 - 2\alpha\theta + \theta^2. \quad (37)$$

Ускорение иона в поле пространственного заряда заканчивается, когда он проходит точки $\lambda = 0$ (уход ионов назад) или $\lambda = 1$ (уход за передний фронт). Время ухода

$$\tau_- = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \lambda_0}. \quad (38)$$

Это справедливо только для ионов с начальной координатой, лежащей в интервале $0 \leq \lambda_0 < \alpha^2$. В течение этого времени ион приобретает энергию (в единицах $W_0 Z$ в лабораторной системе)

$$\varepsilon_- = (\alpha - \sqrt{\alpha^2 - \lambda_0})^2 = \tau_-^2. \quad (39)$$

Для ионов с начальной координатой, лежащей в интервале $\alpha^2 < \lambda_0 \leq 1$,

$$\tau_+ = \alpha + \sqrt{\alpha^2 + 1 - \lambda_0} \quad (40)$$

и

$$\varepsilon_+ = (\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 1 - \lambda_0})^2 = \tau_+^2. \quad (41)$$

* Нерелятивистское рассмотрение движения ионов справедливо, так как даже для протонов с энергией 10 МэВ имеем $v/c \approx 0,02$.

Из (39) следует, что энергия медленных ионов лежит в диапазоне $0 \leq \varepsilon_- \leq \lambda_0 \leq 1$, т. е. приобретенная ими энергия на единицу заряда не превышает энергии электронов пучка. Энергия быстрых ионов, как это видно из (41), лежит в интервале $(1 - \lambda_0) < \varepsilon_+ < (1 + \sqrt{\lambda_0})^2 \leq 4$, т. е. может достигать учетверенной энергии электронов, как это отмечалось ранее.

Отметим, что группа быстрых ионов появляется только в том случае, когда скорость фронта α меньше единицы. Равенство $\alpha = 1$ соответствует совпадению скорости фронта и скорости v_i иона, энергия которого на единицу заряда равна энергии электрона

$$Mv_i^2/2 = ZW_0. \quad (42)$$

Среднее время μ , которое ион проводит внутри головной части пучка, зависит от скорости α . Интегрируя τ_- и τ_+ по λ_0 в соответ-

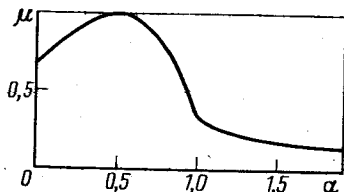


Рис. 39. Зависимость среднего времени μ нахождения ионов внутри головной части пучка от безразмерной скорости фронта пучка α [см. (35), (36) и (43)]

ствующих пределах в предположении, что ионы рождаются равномерно внутри головной части пучка, приходим к выражению

$$\begin{aligned} \mu(\alpha) &= \int_0^1 d\lambda_0 \tau = \int_0^{\alpha^2} d\lambda_0 \tau_- + \int_{\alpha^2}^1 d\lambda_0 \tau_+ = \\ &= \begin{cases} \alpha + \frac{2}{3}(1 - 2\alpha^3) & 0 \leq \alpha < 1; \\ \alpha + \frac{2}{3}(\alpha^2 - 1)^{3/2} - \frac{2}{3}\alpha^3, & \alpha > 1. \end{cases} \quad (43) \end{aligned}$$

Эта функция показана на рис. 39. Отметим для сравнения, что среднее время в отсутствие электрического поля (время свободного пролета) равно $1/4\alpha$. Отсюда вытекает, что при $\alpha > 0,274$ ионы остаются дольше в головной части пучка в присутствии электрического поля, чем без него (накопление), в то время как при $\alpha < 0,274$ ионы выталкиваются полем и их плотность уменьшается. Как видно из (43), в предельном случае высоких скоростей μ стремится к $1/4\alpha$.

Обратимся теперь к спектрам ионов, предсказываемым обсуждавшейся выше теорией ускорения. Оказывается, что спектр скоростей более удобен для изучения, чем энергетический спектр.

Общую формулу для спектра по импульсам можно легко получить из закона сохранения энергии.

В системе координат, движущейся вместе с фронтом пучка, закон сохранения энергии имеет вид

$$W' = Mv'^2/2 + Ze\varphi(\xi) = \text{const.} \quad (44)$$

В момент образования иона в точке ξ_0 имеем $v' = -v_f$. Когда он покидает головную часть пучка, обгоняя ее (v_+) или отставая (v_-), скорость определяется формулами

$$v_f'^2 = v_f^2 + (2Ze/M)(U + \varphi(\xi_0)); \quad (45)$$

$$v_-'^2 = v_+^2 + (2Ze/M)\varphi(\xi_0). \quad (46)$$

Отметим, что скорости v_+ — положительна, а v_- — отрицательна. Скорости в лабораторной системе получаются добавлением к v_{\pm} скорости фронта

$$v_+ = v_f + \sqrt{v_f^2 + (2Ze/M)(U + \varphi(\xi_0))}; \quad (47)$$

$$v_- = v_f - \sqrt{v_f^2 + (2Ze/M)\varphi(\xi_0)}. \quad (48)$$

Тогда число ионов dN , появляющихся в единицу времени вне головной части пучка со скоростью в интервале $v, v + dv$, есть

$$\frac{dN}{dv} = \frac{dN}{d\xi_0} \frac{1}{dv/d\xi_0}. \quad (49)$$

Используя (47), (48), находим производные

$$\frac{dv_{\pm}}{d\xi_0} = \frac{(Ze/M)E}{v_{\pm} - v_f} = \frac{(Ze/M)E}{v_f - v_{\pm}}, \quad (50)$$

где напряженность электрического поля $E = -\partial\varphi/\partial\xi_0$ положительна. Так как $v_f < v_+$, то $dv_+/d\xi_0 < 0$, т. е. частицы с меньшей начальной координатой ξ_0 ускоряются до более высоких скоростей, чем частицы с большей ξ_0 .

Комбинируя (50) и (49) и считая рождение ионов внутри головной части пучка равновероятным по длине ($dN/d\xi_0 = N/d$), находим

$$\frac{dN}{dv} = N \frac{Mv_f}{Ze d} \frac{|1 - v/v_f|}{E(\xi_0)}. \quad (51)$$

Здесь ξ_0 нужно выразить через v и v_f с помощью (47) и (48), скорость v совпадает с v_+ или v_- в соответствующих интервалах, которые определяются из закона сохранения энергии [см. (53) и (54)]. Мы видим универсальную зависимость спектра от скорости через $|1 - v/v_f|$, а также от деталей структуры поля в головной части пучка. Ранее мы уже ограничились наиболее простым случаем, считая электрическое поле постоянным $E =$

$= W_0/ed$. Подставляя последнее выражение в (44), приходим к безразмерному уравнению для спектра

$$dN/d\alpha = 2N\alpha_1 |1 - \alpha/\alpha_1|, \quad (52)$$

где α — скорость иона; α_1 — скорость фронта пучка. Различные интервалы скоростей показаны на рис. 40. Кривая α_b^{\max} определяет максимальное значение скорости (отложенное по оси α_2) иона,

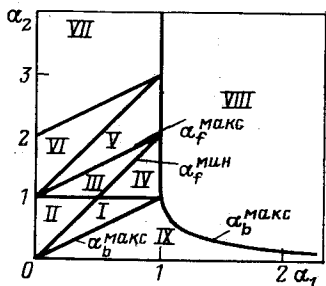


Рис. 40. Области скоростей фронта пучка при двухэтапном ускорении.

Показаны максимальная скорость ионов α_b^{\max} , которые ускоряются, но уходят из головной части через задний фронт на первом этапе, а также максимальная и минимальная скорости ионов из группы с высокой энергией, образовавшейся на первом шаге ускорения

принадлежащего медленной группе, в то время как скорости ионов быстрой группы лежат между α_f^{\min} и α_f^{\max} . Отметим, что с ростом энергии спектр группы быстрых ионов становится уже.

Типичный спектр при $\alpha < 1$ показан на рис. 41 (область V, штриховая линия). Следует отметить, что линейная или даже монотонно возрастающая или убывающая зависимость $dN/d\alpha$ имеет место только при постоянной напряженности электрического поля, при переменной напряженности поля эта зависимость носит другой характер. Однако группировка частиц всегда остается при $\alpha_1 < 1$.

Предположим, что спектр ионов при скорости фронта пучка α_1 установился, и скорость фронта скачком изменилась до нового значения α_2 . Существует несколько возможных энергетических спектров после второго ускорения. На рис. 40 указаны различные области на плоскости α_1, α_2 . Интерес представляют те из них, в которых происходят качественные и количественные изменения структуры спектров, и самые интересные — области с максимальной энергией ионов. Типичные спектры показаны на рис. 41 при $\alpha_1 = 0,75$.

Область IX на рис. 40 не представляет интереса, так как скорость фронта меньше скорости ионов перед скачком (эта область значений не встречается обычно в экспериментах при постоянном давлении). В области VIII фронт движется быстрее любого из ускоренных ранее ионов. На первом этапе ускорения ионы отстали от головной части пучка и были потеряны, так что их нельзя ускорить на втором этапе. Этот случай практически совпадает с одно-

этапным ускорением. В I и IV областях головная часть пучка находится между быстрой и медленной группами ионов в координатном пространстве и в пространстве скоростей; поэтому доускорения не происходит и в конечном итоге при низких α_2 (область I) появляется новый пик ионов с высокой энергией, а при высоких α_2 (область IV) расширяется группа с низкой энергией. В областях II

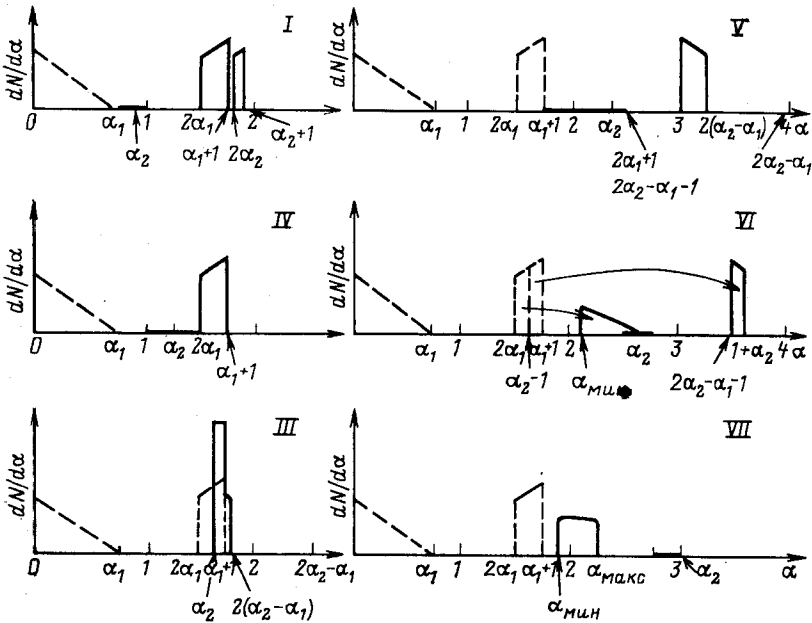


Рис. 41. Спектры ионов, полученные в результате двухэтапного ускорения для разных областей скорости фронта пучка при $\alpha_1 = 0,75$ и разных α_2 (из рис. 40):

штриховые линии — спектры, образованные на первом этапе; сплошные — доускоренные части спектра; стрелки в области VI показывают результат действия доускорения; толстые линии на оси α указывают интервал по α_2 , соответствующий выбранному значению $\alpha_1 = 0,75$ (см. рис. 40)

и III скорость фронта пучка α_2 достаточно велика, чтобы доускорить часть быстрых ионов. При $\alpha_2 < 1$ снова появляется пик в области высоких энергий, обусловленный ускорением ионов из ионного фона (их спектр аналогичен спектру в области I) в отличие от области III, где в конечном итоге наблюдают пик немного доускоренных ионов. В области V все ионы быстрой группы доускоряются, в то время как в области VI скорость фронта настолько велика, что часть их отстает от головной части пучка и достигает лишь максимальной скорости, равной α_2 . Минималь-

ное значение скорости

$$\alpha_{\min} = \alpha_2 - \sqrt{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 - 1}. \quad (53)$$

В этом случае максимальное значение энергии $\epsilon = 16$. Для еще больших значений α_2 (область VII) все ионы отстают от головной части пучка и их скорости лежат в интервале между α_{\min} и α_{\max} ,

$$\alpha_{\max} = \alpha_2 - \sqrt{(\alpha_2 - \alpha_1 - 1)^2 - 1}. \quad (54)$$

Таким образом, конечный спектр содержит низкоэнергетическую группу ионов со скоростями, меньшими единицы, и, возможно, группу ионов с высокой энергией. В последней может быть один или два пика по энергиям. Два пика встречаются только в областях I, II и VI, в то время как в областях III, IV, V и VII есть только один пик.

Ионизация остаточного газа. Ионы, компенсирующие пространственный заряд электронного пучка, рождаются в процессе столкновений электронов и уже ускоренных ионов с нейтральными частицами (сечения ионизации σ_e и σ_i соответственно).

Как было впервые указано Александром и др. [37], в интересующей нас области энергий основную роль в процессе ионизации играют ускоренные ионы. Впоследствии подробное изучение процесса нейтрализации было проведено Олсоном. Он рассмотрел ионизацию электронным ударом, электронную лавинную ионизацию, ионизацию ионным ударом, ионную лавинную ионизацию, перезарядку, процессы предварительной ионизации, радиальный уход вторичных электронов, рекомбинацию, диффузию и захват электронов нейтральными частицами. Оказалось, что главными из этих процессов являются ионизация электронным ударом, ионным ударом и связанное с ним возникновение ионной лавины. На рис. 42 изображена величина βS , связанная с вероятностью различных наиболее важных процессов ν соотношением $\nu [c^{-1}] = \beta S p$ [торр] c , в зависимости от энергии. Обычное поперечное сечение дается формулой $\sigma [cm^2] = S \cdot 3,54 \cdot 10^{-18}$. Как видно из рисунка, начиная примерно с 10 кэВ ионизация ионным ударом преобладает над ионизацией электронным ударом и в области 0,1 ÷ 0,2 МэВ ее вероятность приблизительно на порядок выше. Более того, в этой области вероятности ионизации почти не зависят от энергии и приближенно можно считать

$$\nu_e [нс^{-1}] \approx p/5 \text{ [торр]} \quad (55)$$

и

$$\nu_i [нс^{-1}] \approx 2p \text{ [торр]}. \quad (56)$$

Время ионизации $\tau_i = \nu_{e,i}^{-1}$ различных газов, взятых при давлении 0,1 торр, при прохождении через них электронов и ионов различных типов приведено на рис. 43. В дальнейшем будем пользоваться выражениями (55) и (56), так как они остаются

примерно справедливыми для дейтерия и гелия, т. е. практически для всех используемых в экспериментах по ускорению ионов газов. На важную роль процессов перезарядки, срывающей ускорение ионов, обратил внимание Олсон. Как видно из рис. 42, ионы с энергией ниже 50 кэВ с большей вероятностью передадут свой заряд покоящимся ионам и выпадут из процесса ускорения,

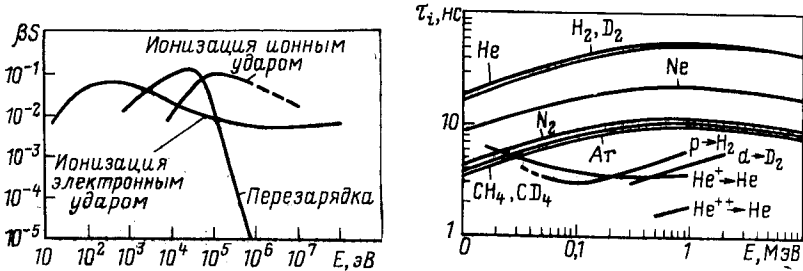


Рис. 42. Отнормированные вероятности реакций для основных элементарных процессов, определяющих распространение ИРЭП через газ низкого давления. Среднее время ионизации (перезарядки) $\tau [c] = (\beta c S p [\text{торр}])^{-1}$ [92]

Рис. 43. Среднее время ионизации различных газов, взятых при давлении 0,1 торр, при прохождении через них электронов и ионов различных типов [97—99]

чем ионизуются вследствие удара (как было показано Олсоном, другими процессами, уменьшающими заряд ионов, такими, как рекомбинация или захват электронов нейтральными частицами, можно пренебречь в течение всего процесса нейтрализации на фронте пучка).

Чтобы преодолеть барьер, связанный с перезарядкой, протон нужно ускорить до энергии 50 кэВ за время t_a , меньшее, чем время перезарядки t_{exc} . Легко показать, что это условие приводит к неравенству

$$E [V/cm]/p [\text{торр}] \geq 10^6. \quad (57)$$

Мы использовали здесь $t_{exc} = (c\beta S p)^{-1}$ и $\beta S \approx 0,1$ из рис. 42. Для того чтобы обеспечить эффективное ускорение ионов до энергий выше 50 кэВ, необходимы большие напряженности электрических полей и низкие давления. При типичном давлении 0,1 торр напряженность должна быть выше 10^5 В/см. Обычно подразумевается, что радиальный уход вторичных электронов происходит почти мгновенно (за время порядка R/c , обычно меньше 1 нс) под действием сильного электрического поля, которое существует вплоть до полной зарядовой нейтрализации. Детально рассмотрев поля, Олсон показал, что это предположение оправдано и в режиме низкого давления, представляющем наибольший интерес, иони-

зацией вторичными электронами, так же как и электронной лавиной, можно пренебречь. Ситуация может существенно измениться только в том случае, когда радиальный уход подавлен приложенным сильным продольным магнитным полем.

Возможные эффекты предварительной ионизации мы включили в нашу модель, предполагая, что частичная зарядовая нейтрализация

$$n_+ = n_{i+}/n_e \quad (58)$$

имеет место перед фронтом пучка. Отметим, что положительную плотность заряда мы взяли по отношению к плотности электронов в основной части пучка. Ранее [37] мы считали, что n_{i+} целиком определяется числом ускоренных ионов, находящихся впереди фронта пучка. Однако Олсон [92] показал, что предварительная ионизация ушедшими вперед электронами пучка также существенна. Вследствие конечного времени нарастания ток в пучке на передней части фронта ниже критического [см. (11)], т. е. может почти беспрепятственно распространяться по дрейфовой трубе. Таким образом, появляются электроны, предшествующие основному пучку.

Как было показано [92], другими возможными эффектами предшествующей ионизации, связанными с предимпульсом пучка, микроволновым излучением или излучением с анодной фольги можно пренебречь.

Кинетическое рассмотрение стационарного случая. Стационарная функция распределения ионов $f_i(v, x)$ находится из кинетического уравнения ($\partial/\partial t = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{df_i}{dt} = v \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{eE(x)}{M} \frac{\partial f_i}{\partial v} = & \int dv' \sigma_e(v') |v'| f_0(v) f_e'(v-v') + \\ & + \int dv' \sigma_i(v') |v'| f_0(v) f_i(v-v') + \\ & + \int dv' \sigma_{exc}(v') |v'| [f_0(v) f_i(v-v') - f_i(v) f_0(v-v')]. \quad (59) \end{aligned}$$

Здесь $f_0(v)$ — функция распределения нейтральных частиц; σ_i , σ_{exc} — сечения ионизации и перезарядки иона соответственно. Первый член в правой части описывает ионизацию атомов остаточного газа электронами (σ_e и f_e — сечение ионизации и функция распределения электронов), второй член учитывает ионизацию ионами, а последний описывает процессы перезарядки.

При написании (59) мы пренебрегли столкновениями, при которых происходит передача энергии или импульса, т. е. предположили, что движение ионов полностью определяется электрическим полем $E(x)$ (в достаточно сильном поле это справедливо). В дальнейшем будем считать, что плотность газа значительно больше плотности ионов, так что изменением f_0 можно пренебречь.

С целью приспособить кинетическое уравнение к исследованию нашего вопроса, сделаем следующие предположения:

1) функция распределения нейтральных частиц

$$f_0(v) = n_g \delta(v) \quad (60)$$

соответствует однородному покоящемуся фону;

2) вероятности реакций $\nu_{i,exc} \equiv n_g \sigma_{i,exc} v$ аппроксимируются ступенчатой функцией, т. е.

$$\nu_i(v) = \nu_i \Theta(v - v^*); \quad (61)$$

$$\nu_{exc}(v) = \nu_{exc} \Theta(v^* - v), \quad (62)$$

где v^* — скорость протонов с энергией в 50 кэВ (барьер переаэрировки);

3) электрическое поле считается постоянным в головной части пучка и отсутствует вне ее.

Воспользовавшись предположениями 1 и 2, приведем кинетическое уравнение к виду

$$\frac{df_i}{dt} = n_e(x) \nu_e \delta(v) + \nu_i \delta(v) \int_{v^*}^{\infty} dv' f_i(v', x) + \nu_{exc} \delta(v) \int_0^{v^*} dv' f_i(v', x) - \nu_{exc} \Theta(v^* - v) f_i(v, x). \quad (63)$$

Здесь $n_e(x)$ — плотность электронов; $\nu_e = n_g \langle \sigma_e v \rangle = \text{const}$ — вероятность ионизации атомов электронами.

Три члена, содержащие δ -функцию, соответствуют рождению ионов с нулевой начальной скоростью и исчезают при $v > 0$. В области $0 < v < v^*$ функция распределения меняется согласно формуле

$$df_i/dt = -\nu_{exc} f_i, \quad (64)$$

т. е. f_i экспоненциально уменьшается вдоль траектории частицы. В случае, когда электрическое поле постоянно, скорость частицы растет линейно со временем, так что f_i изменяется по экспоненциальному закону вдоль оси скорости вплоть до $v = v^*$. Более того, так как мы пренебрегаем всеми динамическими столкновениями, функция распределения полностью определяется из решения уравнения движения одной частицы.

Таким образом, в системе, движущейся вместе с фронтом пучка, функция распределения определяется выражением (индекс i опущен)

$$f(x, v) = h \left[x + \frac{1}{2g} (v_f^2 - v^2) \right] \times \left\{ \begin{array}{ll} \exp\left(-\nu_{exc} \frac{v+v_f}{g}\right), & 0 \leq v+v_f \leq v^*; \\ \exp\left(-\nu_{exc} \frac{v^*}{g}\right), & v+v_f > v^*. \end{array} \right\}. \quad (65)$$

Здесь мы положили $h(x_0) = f(x_0, v_0 = -v_f, t = 0)$ и подставили начальную координату $x_0 = x_0(x, v) = x - (v_f^2 - v^2)/2g$. Подставляя (65) в (63) и интегрируя по v в окрестности $v = -v_f$, получаем интегральное уравнение для $h(x)$.

Используя безразмерные величины [для других безразмерных величин см. (32) — (36)]:

$$\left. \begin{aligned} \beta &= v/H = hgd/(\nu_e N_e); & (2gd)^{1/2}; \\ K(\lambda) &= n_e(x) d/N_e; & N_e = \int_0^d n_e(x) dx; & q_{i, \text{exc}} = \nu_{i, \text{exc}} \sqrt{2d/g} \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

и изменяя область интегрирования, запишем интегральное уравнение в виде

$$H(\lambda) = K(\lambda) + \int_{G(\lambda, \alpha)} d\beta H(\lambda + 2\alpha\beta - \beta^2) \times$$

$$\times [q_i \exp(-q_{\text{exc}}\beta^*) \Theta(\beta - \beta^*) + q_{\text{exc}} \exp(-q_{\text{exc}}\beta') \Theta(\beta^* - \beta)], \quad (67)$$

где область интегрирования определяется формулами

$$G = \left. \begin{aligned} &(0, \alpha - \sqrt{\alpha^2 - (1 - \lambda)}), & \alpha \geq 1; \\ &\left\{ \begin{aligned} &(0, \alpha + \sqrt{\lambda}), & 0 \leq \lambda \leq 1 - \alpha^2; \\ &(\alpha, \alpha - \sqrt{\alpha^2 - (1 - \lambda)}) \text{ и} \\ &(\alpha + \sqrt{\alpha^2 - (1 - \lambda)}, \alpha + \sqrt{\lambda}); & 1 - \alpha^2 < \lambda \leq 1. \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

Частицы, находящиеся в головной части пучка, занимают фазовый объем, равный $\int_0^1 d\lambda \int_{G(\alpha, \lambda)} d\beta$. Эта величина в точности равна введенному ранее [см. (43)] среднему времени $\mu(\alpha)$, которое ион проводит внутри головной части пучка. В дальнейшем будем считать $q_i = q_{\text{exc}} \equiv q$, что представляется разумной аппроксимацией (см. рис. 42).

Некоторые важные величины теперь выражаются следующим образом:

плотность ионов

$$n_i(x) d/N_e = [H(\lambda) - K(\lambda)]/B \quad (69)$$

относительное число ионов в головной части пучка

$$\kappa \equiv \frac{N_i}{N_e} \pm \frac{1}{B} \int_0^1 d\lambda [H(\lambda) - K(\lambda)], \quad (70)$$

ток ускоренных ионов, т. е. ионов, покидающих головную часть через фронт

$$\left. \begin{aligned} \frac{J_+}{2N_e v_e} &= \int_{2\alpha}^{1+\alpha} d\beta (\beta - \alpha) H(1 + 2\alpha\beta - \beta^2) \times \\ &\times \begin{cases} \exp(-q\beta), & 0 \leq \beta \leq \beta^* \\ \exp(-q\beta^*), & \beta^* < \beta \end{cases} \quad \text{для } \alpha < 1 \\ \frac{J_+}{2N_e v_e} &= 0 \quad \text{для } \alpha \geq 1. \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Интегральное уравнение (67) должно решаться совместно еще с одним уравнением, связывающим величины α , B , κ и q . Как обсуждалось выше, скорость фронта

$$v_f = d v_{эф},$$

где d — глубина проникновения электронного пучка при наличии частичной зарядовой нейтрализации

$$d = d_0 / \sqrt{1 - \kappa},$$

а $v_{эф}$ — суммарная вероятность ионизации электронами и ионами

$$v_{эф} = v_e + v_i \kappa^f. \quad (72)$$

В последнем уравнении $\kappa^f N_e$ — число ионов с энергией выше барьера перезарядки $\beta > \beta^*$ (только они дают вклад в увеличение заряда) определяется выражением

$$\kappa^f = \frac{q}{B} \exp(-q\beta^*) \int_0^1 d\lambda \int_{G(\lambda, \alpha)} d\beta H(\lambda + 2\alpha\beta - \beta^2) \Theta(\beta - \beta^*). \quad (73)$$

В безразмерных переменных выражение (6) принимает вид

$$\alpha = \alpha_0 (1 + B\kappa^f) / \sqrt{1 - \kappa}, \quad (74)$$

где введен параметр

$$\alpha_0 = v_e d_0 / 2, \quad (75)$$

называемый безразмерным давлением [см. (55)]. Используя (75), (74), (66) и (36), находим, что

$$q = 2\alpha B / (1 + B\kappa^f). \quad (76)$$

Теперь q уже не является свободным параметром, а должно быть выражено через α , κ^f и B с помощью (76). Это ведет к очевидным

трудностям, так как из системы (73), (76) получается трансцендентное уравнение для κ^f .

Таким образом, самосогласованное рассмотрение процессов зарядовой нейтрализации и движения фронта пучка приводит к существенно нелинейному интегральному уравнению. В принципе, можно вычислить для заданных α , B , β^* величины κ , κ^f . Подставив результат в (74), найдем соответствующий параметр α_0 . В конечном счете все стационарные величины зависят от трех параметров B , β^* и α_0 и распределения плотности электронов $K(\lambda)$. Несмотря на нелинейность, задача легко решается численно итерационным методом. При численном решении были использованы следующие параметры:

- 1) во всех вычислениях полагалось $B = 10$, хотя в действительности имеется слабая зависимость B от энергии (см. рис. 42);
- 2) для изучения влияния процессов перезарядки использовали три значения энергии электронов W_e : 50 кэВ, 1 и 10 МэВ. Соответствующие значения β^* при этом равны 1,0; 0,224 и 0,071 (заметим, что β^* — это скорость протона с энергией в 50 кэВ, выраженная в единицах скорости протона с энергией W_e);
- 3) для плотности электронов были использованы две различные модели: а) однородная ($K = 1$) и б) неоднородная (пик на фронте)

$$K(\lambda) = \begin{cases} 0, & 0 \leq \lambda \leq 1 - \gamma; \\ 1/\gamma, & 1 - \gamma \leq \lambda < 1. \end{cases} \quad (77)$$

Последняя служит простейшей моделью виртуального катода на фронте пучка и лучше согласуется с предположением о постоянном значении напряженности электрического поля (данные вычисления были проделаны при значении $\gamma = 0,1$);

4) при изменении α (важнейшего из параметров) от $5 \cdot 10^{-3}$ до 10, параметр α_0 меняется в диапазоне от $5 \cdot 10^{-3}$ до 5. Таким образом, перекрывался диапазон с изменением давления на три порядка. Вне этого диапазона значений α_0 можно пользоваться асимптотическими формулами (см. ниже).

Перед тем, как представить результаты численного решения, получим аналитические выражения для очень низких и высоких давлений.

Для низких давлений ($\alpha_0 \rightarrow 0$) в первом порядке по α_0 :

$$H(\lambda) \approx K(\lambda) + 2\alpha_0 B \int_0^{\sqrt{\lambda}} d\lambda' K(\lambda - \lambda'^2). \quad (78)$$

Таким образом, плотность ионов, степень нейтрализации пространственного заряда, скорость фронта пучка и ток ускоренных ионов выражаются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned}
 n_i d/N_e &= 2\alpha_0 \int_0^{\sqrt{\lambda}} d\beta K(\lambda - \beta^2); \\
 \kappa &= 2\alpha_0 \int_0^1 d\lambda \int_0^{\sqrt{\lambda}} d\beta K(\lambda - \beta^2); \\
 \kappa^f &= 2\alpha_0 \int_0^1 d\lambda \int_{\beta^*}^{\sqrt{\lambda}} d\beta K(\lambda - \beta^2); \\
 \alpha &= \alpha_0 \left[1 + B\kappa^f + \frac{1}{2} \kappa \right]; \\
 J_+/N_e v_e &= 2 \int_0^1 d\beta \beta K(1 - \beta^2) = 1.
 \end{aligned} \right\} (79)$$

Для плотности, выбранной в виде (77), находим

$$\left. \begin{aligned}
 n_i d/N_e &= \frac{2\alpha_0}{\gamma} \sqrt{\lambda - (1 - \gamma)} \Theta(\lambda - (1 - \gamma)); \\
 \kappa &= \frac{4}{3} \alpha_0 \sqrt{\gamma}; \\
 \kappa^f &= \frac{2\alpha_0}{3} \sqrt{\gamma} \left(1 - \frac{\beta^*}{\sqrt{\gamma}} \right)^2 \left(2 + \frac{\beta^*}{\sqrt{\gamma}} \right) \Theta(\gamma - \beta^{*2}).
 \end{aligned} \right\} (80)$$

С ростом γ величины κ и κ^f увеличиваются, так что своего наибольшего значения они достигают в однородном случае ($\gamma \rightarrow 1$). То же относится и к α . Отметим, что $\kappa^f = 0$, если $(\beta^*)^2 \geq \gamma$.

Для высокого давления ($\alpha_0 \rightarrow \infty$) в низшем порядке по $1/\alpha_0$, при выполнении дополнительного условия $\kappa^f = 0$, т. е. для

$$\alpha > (1 + \beta^{*2})/2\beta^* \quad (81)$$

находим

$$\left. \begin{aligned}
 H(\lambda) &= K(\lambda) + B \int_{\lambda}^1 d\lambda' K(\lambda'); \quad n_i d/N_e = \int_{\lambda}^1 d\lambda' K(\lambda'); \\
 \kappa &= \int_0^1 d\lambda \lambda K(\lambda) \equiv \langle \lambda \rangle; \quad \alpha = \alpha_0 / \sqrt{1 - \langle \lambda \rangle}.
 \end{aligned} \right\} (82)$$

Для плотности (77) в этом пределе

$$\kappa = 1 - \gamma/2; \quad \alpha = \alpha_0 \sqrt{2/\gamma}. \quad (83)$$

Эти величины достигают своих максимальных значений при резком пике электронной плотности ($\gamma \rightarrow 0$). Случай $\kappa^f \neq 0$, когда выполняется неравенство, обратное (81), является более сложным, и мы не будем приводить здесь соответствующих выражений.

Обратимся к скорости пучка α . Для низких давлений из (79) следует $\alpha \approx \alpha_0$, в то время как для высоких $\alpha \approx \alpha_0 / \sqrt{1 - \langle \lambda \rangle}$.

Таким образом, и для низких, и для высоких давлений зависимость скорости фронта пучка от давления носит простой линейный характер. Наклон кривой выше в области высоких давлений. Степень зарядовой нейтрализации χ в области низких давлений меняется линейным образом и становится постоянной, равной «координате центра масс» электронной плотности для высоких давлений. Мы приходим к выводу, что должна существовать промежуточная область давлений, в которой происходит изменение характера распространения фронта пучка. В промежуточной области уравнения нужно решать численно. Приступим к изложению результатов численного решения.

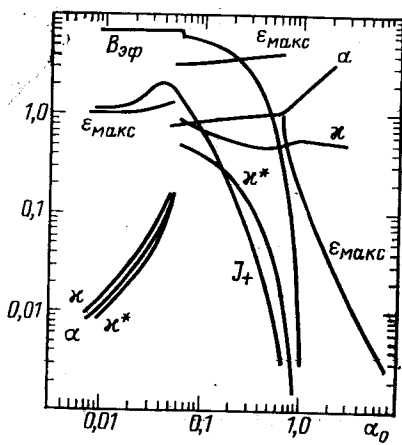


Рис. 44. Зависимость различных стационарных величин от безразмерного давления α_0 .

Решение кинетического уравнения получено для $W_e = 1$ МэВ и однородной электронной плотности. Обозначения: α — скорость фронта пучка; χ — средняя степень зарядовой нейтрализации; χ^* — та же величина для ионов с энергией, большей барьера перезарядки; $V_{эф} = V\chi^*/\chi$ — эффективная вероятность ионизации; J_+ — ток ионов, проходящих через передний край головной части пучка; ϵ_{\max} — максимальная энергия иона

Зависимость различных величин от давления приведена на рис. 44. Плотность электронов выбрана однородной, а энергия $W_e = 1$ МэВ. Наиболее важным на этом графике является существование критического давления $\alpha_{0кр} = 0,05$, при котором некоторые величины, такие, как скорость фронта пучка и степень зарядовой нейтрализации, претерпевают разрыв.

Действительно, ранее в рамках упрощенной модели было показано [46], что при данном $\alpha_0 < \alpha_{0кр}$ существуют три решения для α . Два из них устойчивы, одно неустойчиво. Наименьшее из них является физически реализуемым и представлено на рисунке. Верхнее решение расположено под прямой $\alpha = 1$ и является продолжением плато (см. ниже). Эта ветвь физически не реализуется. Между этими двумя решениями имеется неустойчивая ветвь, являющаяся продолжением наименьшего решения за точку, в которой $da/d\alpha_0 = 0$, назад, к оси $\alpha_0 = 0$. Ниже критического давления движение фронта пучка является медленным, причем степень зарядовой нейтрализации мала. Здесь применимы асимптотические формулы для низких давлений. Ток ускоренных ионов, т. е. ионов, обгоняющих головную часть пучка, J_+ в один-два раза больше тока для неподвижной головной части.

Действительно, ранее в рамках упрощенной модели было показано [46], что при данном $\alpha_0 < \alpha_{0кр}$ существуют три решения для α . Два из них устойчивы, одно неустойчиво. Наименьшее из них является физически реализуемым и представлено на рисунке. Верхнее решение расположено под прямой $\alpha = 1$ и является продолжением плато (см. ниже). Эта ветвь физически не реализуется. Между этими двумя решениями имеется неустойчивая ветвь, являющаяся продолжением наименьшего решения за точку, в которой $da/d\alpha_0 = 0$, назад, к оси $\alpha_0 = 0$. Ниже критического давления движение фронта пучка является медленным, причем степень зарядовой нейтрализации мала. Здесь применимы асимптотические формулы для низких давлений. Ток ускоренных ионов, т. е. ионов, обгоняющих головную часть пучка, J_+ в один-два раза больше тока для неподвижной головной части.

В области от $\alpha_{0кр} = 0,05$ до $\alpha_0 = 0,6$ скорость фронта пучка меняется мало. Эта область, которая перекрывает диапазон давлений более чем на порядок, называется областью плато. Наиболее важной чертой, кроме постоянства α , является резкое уменьшение тока ускоренных ионов. С ростом давления максимальная энергия иона $\epsilon_{\text{макс}}$ увеличивается примерно от 2 до 4.

Давление, при котором $\alpha = 1$ и соответствует срыву ускорения, обозначим $\alpha_{0ср}$. При более высоком давлении $J_+ = 0$, а максимальная энергия иона резко уменьшается.

Таким образом, стационарное ускорение ионов прекращается при $\alpha_0 > \alpha_{0ср}$. В области высоких давлений для стационарных решений также применимы асимптотические формулы. Подчеркнем, что речь идет о стационарном режиме, так как (это отмечалось ранее) переходные эффекты могут привести к двойному ускорению ионов, которое несколько изменит представленную здесь картину.

В заключение кратко обсудим влияние изменения параметров на результаты:

- 1) при изменении энергии и (или) однородности электронной плотности качественный характер описанных процессов сохраняется;
- 2) если плотность электронов неоднородна, область плато уменьшается вдвое или больше (в только что подробно обсуждавшемся случае размер области плато максимально возможен);
- 3) при $\beta^* = 1$, когда энергия всех ионов ниже барьера ионной ионизации, их ток остается меньшим 2% при $\alpha > \alpha_{0ср}$. При изменении α от 0,3 до 1,0 плато выражено слабо;
- 4) критические значения давления:

Энергия	$\alpha_{0кр}$		$\alpha_{0ср}$	
	одн.	неодн.	одн.	неодн.
50 кэВ	0,09	—	0,70	—
1 МэВ	0,05	0,075	0,60	0,20
10 МэВ	0,04	0,06	0,24	0,13

Временной характер движения фронта пучка и ускорения ионов. Для исследования временного поведения нашей системы естественно воспользоваться кинетическим уравнением (59) с $\partial f / \partial t \neq 0$. Сравнение результатов, следующих из стационарной модели, рассмотренной выше, и результатов упрощенной первой версии [39], в которую входили усредненные значения, показывает малое их различие. Поэтому рассмотрим временное поведение системы в рамках упрощенной модели. Основная из изменяющихся со временем величин — это степень зарядовой нейтрализации.

В начальный момент времени ионов нет, поэтому $\kappa(0) = 0$. Скорость фронта пучка, как и ранее, определяется из формулы

$$\alpha = \alpha_0 (1 + B_{\text{эф}} \kappa) / \sqrt{1 - \kappa}, \quad (74')$$

где

$$B_{\text{эф}} = B \kappa^f / \kappa, \quad (84)$$

так что $\alpha(t=0) = \alpha_0$. Это означает, что вначале движение пучка определяется медленным темпом ионизации электронами.

Уравнение для κ (здесь $\tau = t/\theta_0$) имеет вид

$$d\kappa/d\tau = (2\alpha - \kappa/\mu(\alpha)) \sqrt{1 - \kappa}. \quad (85)$$

Здесь первый член описывает рождение ионов, а второй — поток ионов, уходящих через головную часть пучка. Этот поток равен частному от деления κ на среднее время $\mu(\alpha)$, которое ион проводит в головной части.

Функция $\mu(\alpha)$ была вычислена раньше [см. (43)]. Из (85) следует условие стационарности

$$\kappa = 2\alpha\mu(\alpha). \quad (86a)$$

Оно совпадает с условием, которое получается в кинетическом подходе, включающем интегральное уравнение. Действительно, полагая $B = 0$, т. е. пренебрегая ионной ионизацией и процессами перезарядки и считая плотность электронов постоянной, видим, что (86a) следует прямо из решения кинетического уравнения [см. (70), (67) и (68)]. Даже при $B = 0$ это простое уравнение с (74') уже содержит наиболее важные черты описанной в предыдущем разделе картины.

Из (86a) и (43) легко также увидеть, что существует область $0,5 < \alpha \leq 0,9$, в которой $2\alpha\mu(\alpha) > 1$. Ясно, что в этой области скорость фронта пучка не может быть стационарной.

Величина $\mu(\alpha)$ была вычислена при $\alpha = \text{const}$, уравнение (74') также пригодно в квазистационарном случае, когда ускорение $d\alpha/d\tau$ значительно меньше единицы. В настоящих вычислениях это условие не выполняется на протяжении всего рассматриваемого промежутка времени. Нарушения происходят в очень коротком интервале времени (во время скачка), так что их влиянием мы пренебрегаем.

Результаты численного решения (85), (74') с $B_{\text{эф}} = 10$ показаны на рис. 45—46 для различных значений давления в интересующей нас области плато.

Как видно из рис. 45, в области плато скорость фронта пучка мала вначале и остается малой еще некоторое время, а затем меняется скачком до стационарного значения, близкого к единице. Это и есть переходное поведение скорости фронта пучка от

одного значения к другому, о котором мы говорили ранее. При низких давлениях ($\alpha < \alpha_{\text{нр}}$) скорость остается примерно равной начальному ее значению α_0 (см. кривую с $\alpha_0 = 0,04$), для значений давления, соответствующих срыву ускорения в стационарной модели, скорость фронта изменяется практически мгновенно до своего конечного значения $\alpha = 1$ (см. кривую с $\alpha_0 = 1$). Видно

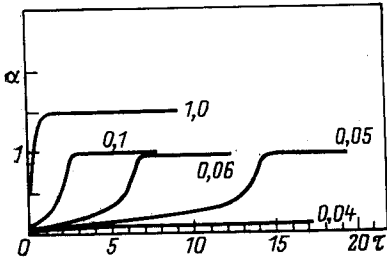


Рис. 45. Зависимость скорости фронта пучка α от времени для различных значений безразмерного давления α_0

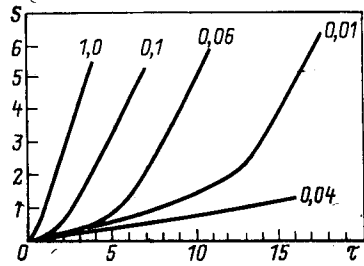


Рис. 46. Зависимость пути, пройденного фронтом пучка, от времени при различных значениях параметра α_0

также, что большие значения ускорения ($\dot{\alpha} > 1$) наблюдаются в течение только очень короткого промежутка времени в конце процесса ускорения. На графике (см. рис. 46) пути S , пройденном фронтом пучка, виден типичный для этого момента излом для давлений в области плато. На рис. 47 показано изменение со временем степени зарядовой нейтрализации. Зарядовая нейтрализация меняется подобно скорости α , т. е. при давлениях в области плато происходит быстрое возрастание κ .

Развитая теория разумно объясняет поведение фронта пучка, однако она не в состоянии правильно описать энергетический спектр ионов. Причина заключается в том, что (как это обсуждалось ранее) ионы, которые ускоряются через передний край пучка во время его медленного движения, могут быть подхвачены и ускорены снова головной частью пучка во время его быстрого движения. Чтобы описать этот механизм двухэтапного ускорения, мы считали, что фронт пучка движется в соответствии с развитой теорией, и промоделировали движение ионов с помощью ЭВМ [61, 62]. Ионы моделировали макрочастицами с растущими весами, которые определялись вероятностью ионизации (72). Она считалась постоянной в головной части пучка и равной нулю вне ее. После рождения на ионы действует постоянная сила $F = ZeE/d$ внутри головной части пучка вплоть до ухода через ее задний фронт. При каждом значении α_0 использовали до 5000 ионов.

В численном моделировании прослеживались пространственно-временное поведение плотности ионов и энергии и изменение со временем спектра ионов по энергиям.

Временная эволюция типичного спектра приведена на рис. 48. При $\tau = 1$ рождается много ионов с низкой энергией, причем фронт движется медленно. Наибольшее количество ионов устремляется вперед, в пространство перед пучком, однако им удается проникнуть только на глубину порядка d_0 . В момент времени

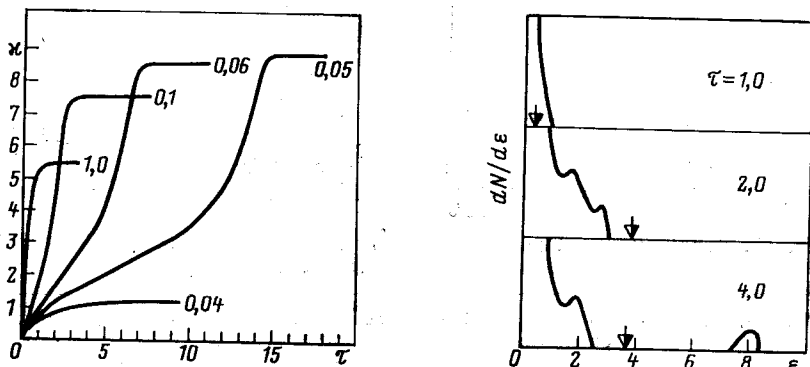


Рис. 47. Зависимость средней степени зарядовой нейтрализации χ от времени при различных значениях параметра α_0

Рис. 48. Временная эволюция типичного энергетического спектра ионов при $\alpha_0 = 1,4$.

Стрелками показана энергия иона, движущегося с головной частью

$\tau = 2,0$ (показан на рисунке) скорость фронта близка к конечной, которая больше скорости любого иона. Ионы, ушедшие вперед на первом этапе, захватываются и ускоряются снова, так что в конечном итоге их энергия в восемь раз превышает начальную энергию электронов. Отметим, что группа быстрых ионов образуется во время только что описанного переходного процесса. Новые быстрые ионы больше не появляются, так как при $\alpha > 1$ максимальная энергия иона меньше энергии электрона.

Зависимость максимальной энергии иона от давления α_0 дана на рис. 49. В области низких давлений имеет место медленный рост энергии иона. При давлении выше критического $\alpha_{\text{окр}} \approx 0,05$ наблюдается зависимость, близкая к квадратичной. Выше значения давления $\alpha_{\text{обр}} \approx 1,5$ происходит срыв ускорения (в отличие от стационарного случая, когда срыв наступает при $\alpha_{\text{окр}} \approx 0,6$), резкое уменьшение энергии ионов указывает верхнюю границу области давлений, при которых возможно ускорение.

Число ионов, энергия которых выше одной, двух или трех энергий электронов, в зависимости от давления, приведено на рис. 50.

Число ионов отнормировано на число электронов в головной части пучка, деленное на зарядность иона

$$N_{i0} = \pi a^2 (2d_0) n_e / Z. \quad (866)$$

Определим длину ускорения как путь, который проходит головная часть пучка, пока не установилось стационарное состоя-

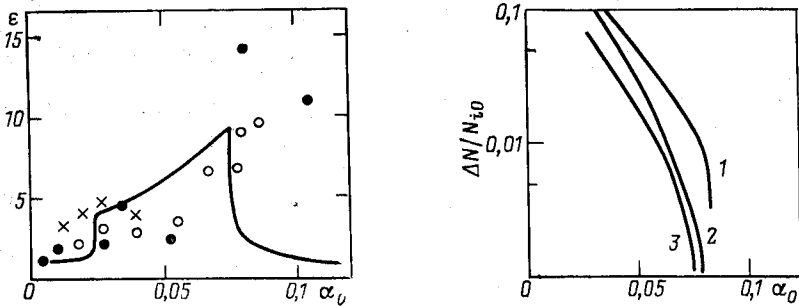


Рис. 49. Зависимость максимальной энергии иона от давления и сравнении теоретических (сплошная линия) и экспериментальных результатов: \times — Грейбилл и др. [29, 30]; \circ — Эккер и др. [19]; \bullet — Коломенский и др. [20, 31]. См. рис. 13—15

Рис. 50. Зависимость числа ионов с энергией, превышающей определенное значение (показанное возле кривой) от давления. Нормировка объясняется в тексте.

ние. Модель предсказывает рост длины ускорения при увеличении давления от $8d_0$ до $14d_0$ в диапазоне давлений, при которых происходит ускорение.

Законы скейлинга. Зная структуру модельных уравнений, можно вывести простые законы, описывающие зависимость динамики фронта пучка и ускорения ионов от экспериментальных параметров. Такими параметрами являются энергия электрона в пучке W_0 , ток пучка I и его плотность J , давление газа p , зарядность Z , масса и отношение заряда к массе иона, и др.

Вероятность ионизации ν_e зависит от сечения ионизации электронами и при прочих неизменных экспериментальных условиях пропорциональна давлению газа p . Зависимость ее от энергий электронов в пучке в интересующей нас области является слабой, и поэтому мы имеем

$$\nu_e \sim p.$$

(87)

Характерная длина выражается только через параметры пучка, а именно через энергию электрона и плотность тока. Из (15) имеем

$$d_0 \sim \sqrt{W_0 \beta / J}. \quad (88)$$

Выражение для характерного времени содержит удельный заряд Z/M ионов. Использование (36) дает

$$\theta_0 \sim \sqrt{\frac{M}{Z} \frac{\beta}{J}}. \quad (89)$$

Зависимостью d_0 и θ_0 от скорости электронов можно пренебречь, так как значение скорости β при инжекции близко к единице. Модельные уравнения в безразмерном виде содержат только параметры α_0 , B и β^* .

Используя (87) и (88), выпишем теперь зависимость безразмерного давления, определяемого (75), от параметров

$$\alpha_0 \sim p \sqrt{\frac{M}{Z} \frac{\beta}{J}}. \quad (90)$$

Отношение сечений ионизации ионами и электронами B для заданного сорта ионов остается примерно постоянным.

Величина β^* — это отнормированная скорость иона с энергией, соответствующей барьеру перезарядки. Так как скорость выражается в единицах $2\lambda_0/\theta_0$, то

$$\beta^* \sim \sqrt{M/ZW_0}. \quad (91)$$

Скейлинг скорости фронта пучка в области плато произведем, полагая $\alpha \approx 1$, т. е.

$$v_f \approx (2d_0/\theta_0) \sim \sqrt{ZW_0/M}. \quad (92)$$

Отметим, что скорость в области плато не зависит от тока. Обсудим скейлинг по зарядности ионов Z .

Полное рассмотрение динамики фронта пучка и ускорения ионов в газах с $Z > 1$ было бы затруднительно из-за необходимости введения переменных, соответствующих ионам каждой зарядности, и появления дополнительных уравнений, которые учитывали процессы, приводящие к изменению зарядности иона (ионизацию, рекомбинацию). Поэтому теория, развитая здесь, описывает случай $Z = 1$ или искусственную ситуацию, когда существенную роль играют ионы только с одной зарядностью $Z > 1$. Даже в последнем случае Z -скейлинг в α_0 и β^* затруднителен из-за того, что изменение Z означает изменение сорта атома, и, следовательно, иной ход элементарных процессов.

Однако для всех величин, не зависящих от элементарных процессов, зависимость от Z является правильной (для единствен-

ной зарядности). Для анализа особенно важны скорость фронта пучка (92) и конечная энергия иона. Как ранее подробно обсуждалось, максимальная скорость ускоренного иона равна $2v_f$ или $4v_f$ в зависимости от того, в один или два этапа происходит ускорение. Поэтому энергия иона $Mv^2/2$ выражается в единицах Mv_f^2 , и используя выражение (92) для скорости фронта пучка, имеем

$$W_f \sim ZW_0. \quad (93a)$$

Таким образом, модель предсказывает линейную зависимость энергии иона от его зарядности и энергии электрона в пучке и независимость от массы иона.

Можно было бы попытаться заменить Z эффективной величиной, учитывающей множество различных зарядностей. Однако, как будет дальше показано, ситуация несколько более сложна.

Случай смеси газов (различные Z/M) подробно обсуждался Александром и др. [46]. Рассмотрим сначала ситуацию, когда присутствуют ионы только одной зарядности Z . Скорость в области плато, определяемая из (92), увеличивается с ростом Z/M и становится наибольшей для водорода, когда достигается ее максимальное значение. Если в головной части пучка присутствуют разные ионы, скорость фронта в области плато определяется усредненным поведением ионов и будет меньше максимального возможного значения. В этом случае произойдет избирательное ускорение ионов с максимальным отношением Z/M , в то время как ионы с меньшим значением Z/M отстанут от головной части пучка. В качестве простого примера, демонстрирующего избирательное ускорение, в нашей модели рассмотрен случай малой примеси H_2 ($Z/M = 1$) к D_2 ($Z/M = 1/2$), заполнявшему дрейфовую трубку. Предполагалось, что движение фронта пучка определяется дейтерием, а ионы водорода рассматривались как пробные частицы. Ниже приведены основные результаты в этом случае.

1. Скорость H^+ -ионов всегда больше скорости D^+ -ионов.

2. В области плато фронт пучка движется со средней скоростью, определяемой обоими сортами ионов, и влияние легкой компоненты оказывается большим, чем можно было бы ожидать, исходя из соотношения концентрации газов в смеси.

3. Интенсивность высокоэнергетической группы H^+ -ионов может быть на порядок выше, чем это ожидается из соотношения концентраций в смеси. Расчет демонстрирует избирательный характер ускорения: ускорение всех сортов ионов кроме легкой компоненты, подавлено. Объяснение заключается в том, что в области плато фронт пучка движется со скоростью, превышающей критическую для D^+ -ионов, но являющейся «докритической» для H^+ -ионов. Присутствие водорода позволяет пучку двигаться быстрее, чем при ускорении одного дейтерия. Электронный пучок стремится двигаться с максимально возможной скоростью.

4. При увеличении концентрации H_2 в смеси вплоть до нескольких процентов сравнение интенсивностей ускоренных ионов водорода и дейтерия показывает сильный рост для протонов высоких энергий. В этой области полная интенсивность даже значительно больше (более чем вдвое), чем при наполнении чистым водородом. Это легко объясняется, так как скорость фронта пучка остается докритической по отношению к водороду и большее количество H^+ -ионов ускоряется.

Для смеси произвольных газов с присутствием ионов с $Z > 1$ следует ожидать результатов, сходных с описанными выше. Скорость фронта пучка будет определяться как средняя по скоростям, соответствующим различным компонентам, причем самые легкие (максимальное значение Z/M) входят с наибольшим весом.

Ускоряется преимущественно самая легкая компонента. Так как в дрейфовой камере всегда есть примеси, содержащие водород, при наполнении любым газом мы должны видеть ускоренные протоны.

Скейлинг нормировки числа ускоренных ионов (866) есть

$$N_{10} \sim 1/Z. \quad (936)$$

Согласно нашим предыдущим замечаниям, выражение (866) определяет верхнюю границу числа ионов при $Z > 1$, так как из-за наличия более легкой компоненты скорость фронта пучка становится больше критического значения для таких ионов.

Упомянем здесь только о скейлинге энергия — ток, который приводит к уменьшению энергии ионов с ростом тока (плотности тока) в согласии с экспериментальными данными, но противоречит теории Олсона [28, 93], которая предсказывает в режиме высоких давлений независимость энергии иона и скорости фронта пучка от тока.

Еще укажем на скейлинг p от J (90). Его отчетливо можно увидеть с помощью рис. 23 и 26, сравнивая токи протонов при различных плотностях тока. Коломенский и др. [20] и Дрикки и др. [22] получили максимальные значения протонного тока $J = 1$ кА/см² и 5 кА/см² при давлениях $p = 0,1$ торр и $p = 0,35$ торр соответственно.

Сравнение с экспериментами. В этом разделе проведем обсуждение теории и сравним теоретические и экспериментальные результаты. За некоторыми исключениями мы следуем представлениям, развитым в разд. 2.

Предельный ток. Наиболее важной особенностью экспериментов (см. табл. 1) является необходимость превышения током инжектируемого электронного пучка значения электростатического предельного тока (11). В противном случае ускорение ионов не наблюдается. Из табл. 1 также видно, что предельный ток Альфве-

на — Лоусона не является критическим в экспериментах по ускорению ионов (см. выше).

В специальной серии экспериментов Стру и Миллер в широком диапазоне изменяли отношение I/I_e и подтвердили, что условие $I/I_e > 1$ является необходимым для ускорения ионов (см. выше). Кроме того, теория указывает на сильную чувствительность процесса ускорения ионов к I/I_e . В самом деле, глубина проникновения электронного пучка (основной масштаб длины в нашей теории), определяемая из (26), резко увеличивается при $I/I_e \rightarrow 1$, затрудняется остановка пучка и создание сильного электрического поля. Эксперименты Стру-Миллера подтверждают этот вывод: они обнаружили рост числа ионов на три порядка при изменении I/I_e от 1,3 до 2,2 (см. выше).

Динамика фронта пучка. Зависимость стационарной скорости фронта пучка, предсказываемая теорией, от безразмерного давления приведена на рис. 44. Экспериментальные данные (см. рис. 3—7) качественно проявляют ту же зависимость от давления, т. е. более или менее выраженную область плато при низких давлениях и большие скорости при давлении, превышающем некоторое критическое. Сведем рис. 3, 4 и 7 на единую координатную плоскость (рис. 51) с использованием переменных α и α_0 вместо β_f и p . Этот рисунок четко подтверждает результаты скейлинга, относящиеся к скорости и давлению. Рассмотрим отдельно скейлинг по энергии пучка. Из (92) имеем $v_f \sim \sqrt{W_0}$, что качественно подтверждается данными, показанными на рис. 3 и 7.

Чтобы добиться количественного согласия теории с экспериментом, воспользуемся для вероятности ионизации электроном формулой

$$v_e \approx 1,8p [\text{торр нс}]^{-1}, \quad (94)$$

которая дает значение в девять раз выше приведенного ранее в (55). Формула (94) соответствует энергии электрона всего лишь в 100 эВ (см. рис. 42), в то время как (55) справедливо в диапазоне $0,3 \div 4$ МэВ. В согласии с концепцией виртуального катода предположим, что в головной части пучка много медленных электронов. Эти электроны увеличивают среднюю вероятность ионизации. Далее, экспериментальные данные указывают, что в области плато $\alpha > 1$. Чтобы согласовать теорию с экспериментом, можно предположить, что потенциал пучка в δ раз превышает энергию электро-

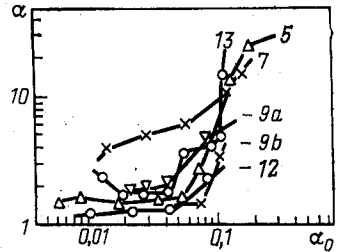


Рис. 51. Зависимость безразмерной скорости фронта пучка от безразмерного давления.

Цифрами обозначены соответствующие пункты табл. 1 (см. рис. 3—5)

на, как это подробно обсуждалось выше. Тогда $d_0 \rightarrow d_0 \sqrt{\delta}$ и так как $\alpha \sim v_f/d_0$, величина α , соответствующая фиксированному v_f , уменьшается в $\sqrt{\delta}$ раз. Согласование экспериментальных и теоретических результатов получается при $\delta = 2$. Из рис. 51 видно, что при высоких давлениях скорость достигает значительно больших значений, чем это предсказывается теорией.

Сходная трудность, возможно, появляется при рассмотрении данных А. А. Коломенского (см. рис. 5) и Ткача (см. рис. 6). Обратимся сначала к рис. 5 и данным по водороду и гелию по рис. 6. С одной стороны, в области плато скейлинг скорости фронта пучка дает $v_f \sim \sqrt{Z/M}$ [см. (92)]. Поэтому максимальные скорости должны достигаться водородом, что и подтверждается данными. С другой стороны, при высоких скоростях теория предсказывает, что скорость фронта пучка зависит от сорта остаточного газа только через скорость ионизации электронным ударом, так что для двух изотопов водорода (см. рис. 5) следовало бы ожидать равных скоростей при высоком давлении. Аналогичные аргументы справедливы для данных Ткача, которые еще труднее объяснить из-за присутствия многозарядных ионов, как это обсуждалось выше.

Мы приходим к выводу, что если ограничиться режимом низких давлений в области плато (важным в ускорении ионов), то можно говорить о разумном согласии теории и эксперимента для зависимости стационарной скорости фронта пучка от давления.

Измерения пути, пройденного фронтом пучка, в зависимости от времени (см. рис. 8) показывают, что вначале пучок движется очень медленно, а затем скачком приобретает конечную высокую скорость. Именно такое поведение предсказывается теорией (см. рис. 45 и 46). Различные значения конечной скорости на рис. 8 можно объяснить следующим образом. В области за плато $\alpha \sim \alpha_0$, т. е.

$$v_f \sim \frac{d_0}{\theta_0} \theta_0 = d_0 \sim \frac{1}{\sqrt{I}},$$

так что с ростом тока скорость фронта пучка уменьшается вблизи плато. Ток в пучке для кривой 1 равен 43 кА, для кривых 2 и 3 — около 80 кА. Тот же скейлинг ($\alpha \sim \alpha_0$) ожидается для очень малых значений скорости. Можно было бы считать, что рис. 8 подтверждает это предсказание, если бы погрешность в измерениях в этой области не была столь велика.

Некоторого понимания структуры электрического поля можно достичь, воспользовавшись данными Струи и Миллера, представленными на рис. 10. Существенно, что длина ускорения, т. е. расстояние от анода, на котором регистрируются ускоренные ионы, уменьшается с ростом I/I_e , а поле при сильном токе пучка в основном аксиально, что согласуется с теорией. Предсказы-

ваемое значение для длины ускорения лежит в интервале $8 \div \div 14d_0$, что также подтверждается данными табл. 1 и результатами А. А. Коломенского [20], показанными на рис. 19. Появление радиально ускоренных ионов можно объяснить, замечая, что поверхность виртуального катода в основном перпендикулярна оси пучка, ее геометрия носит трехмерный характер, чтобы охватить головную часть пучка. Так как траектории ионов преимущественно перпендикулярны поверхности виртуального катода, наблюдаются радиально ускоренные ионы. Виртуальный катод не движется в радиальном направлении, поэтому энергия иона по порядку величины равна энергии электрона. В экспериментах Шунки и др. [25] различные формы виртуального катода создавались за счет использования заранее подготовленной плазмы. Для плазмы с резкой границей в основном появлялись аксиальные ионы, в то время как для плазмы с гладкой границей радиальных ионов было больше, чем аксиальных.

Попытки Быстрицкого и др. [26, 27] непосредственно измерить потенциал в дрейфовом пространстве, по-видимому, опровергают гипотезу глубокой потенциальной ямы в теории Олсона [28], однако желательны более точные измерения.

Энергия ионов. Стационарная теория (41) предсказывает при заданной скорости фронта пучка значение максимальной энергии иона, равное $ZW_0(1 + \alpha)^2$. Так как $\alpha \sim v_i \sqrt{M/Z}$ [см. (35)], казалось бы, нет простого скейлинга энергии, отнормированной на W_0 по Z , и нет зависимости от массы. Важно, что в области плато, где ионы ускоряются до максимальной энергии, он есть. Здесь $\alpha \approx 1$ и энергия

$$W_i \sim ZW_0 \quad (95)$$

и не зависит от массы. Этот скейлинг ясно виден в экспериментальных данных, представленных на рис. 11 и 12. Аналогичные аргументы остаются в силе для механизма двухэтапного ускорения.

Предсказанная зависимость энергии от давления показана на рис. 49 и подтверждается экспериментальными данными (см. рис. 13—16). При малых давлениях, соответствующих началу области плато, энергия почти не меняется, затем к концу плато возрастает с тем, чтобы достичь максимального значения (благодаря двухэтапному ускорению) за область плато. При давлениях $\alpha_0 > \alpha_{обр}$ ($\alpha_{обр}$ — давление, соответствующее срыву ускорения) энергия иона резко уменьшается (см. рис. 16).

Как обсуждалось выше, зависимость энергии иона от тока и от плотности тока изучалась в тщательных экспериментах. Теория предсказывает уменьшение энергии иона с ростом плотности тока. Действительно, из рис. 49 имеем $\partial \epsilon / \partial \alpha_0 > 0$ в области ускорения. Так как $\alpha_0 \sim \theta_0$ и $\theta_0 \sim 1/\sqrt{J}$ [см. (89)], то $\partial \epsilon / \partial J < 0$.

Выше было показано, что все наблюдения, в том числе содержащие очевидные противоречия в зависимости от тока I , приводят к этому скейлингу.

Характеристики ионного импульса. Количество ускоренных ионов в зависимости от давления газа, измерявшееся несколькими авторами, показано на рис. 21—26. Все данные говорят о существовании оптимального давления, при котором процесс ускорения наиболее эффективен. Теоретическое значение плотности тока ускоренных ионов, т. е. ионов, покидающих пучок через передний край головной части, показано на рис. 44 в зависимости от α_0 ($\sim p$). Ясно видны максимум и резкое падение интенсивности при высоких давлениях. Заметим, что J_+ отнормировано на вероятность ионизации ν_e [см. (71)], так что при низких давлениях плотность тока уменьшается при падении давления. Последнее обусловлено недостатком атомов, которые могут быть ионизированы. Теория предсказывает линейное уменьшение ($J_+ \approx 1$) в разумном согласии с экспериментальными данными.

Оптимальное давление определяется из условия максимума величины $\alpha_0 J_+$, который достигается вблизи нижней границы области плато.

Согласно (90) скейлинг оптимального давления должен иметь вид $p \sim \sqrt{J/M}$. Скейлинг по отношению к плотности тока виден на рис. 21 и 22. Зависимость от массы не имеет четко выраженного характера при небольших ее изменениях (на рис. 21 и 23 максимум для дейтерия приходится на более высокие давления, чем для водорода, в то время как на рис. 24 наблюдается обратная ситуация), однако подтверждается данными по азоту (см. рис. 25). В этом случае предсказывается правильное значение $p_{\text{опт}} = \frac{1}{\sqrt{14}} p_{\text{опт}}(\text{H}_2) \approx 0,027$ торр, где $p_{\text{опт}}(\text{H}_2) \approx 0,1$ торр взято из других данных.

Скейлинг J_+ содержит число электронов N_e в головной части пучка [см. (71), (66)] и $N_e \sim n_e d_0 \sim \sqrt{J}$, поэтому следует ожидать увеличения интенсивности ионов с ростом плотности тока. Рис. 21 и 22 не противоречат этому утверждению, однако в этом случае увеличение интенсивности в основном обусловлено усилением главного для процесса ускорения неравенства $I/I_e > 1$.

Из рис. 26, по-видимому, следует, что поток протонов больше для меньших плотностей тока (полный ток в обоих случаях одинаков). Дрикки и др. [22] указали, что их данные сильно менялись от выстрела к выстрелу (более чем на порядок) при неизменном значении давления H_2 . Поэтому мы пренебрежем этим несоответствием теории и эксперимента в вопросе о скейлинге ионной интенсивности по плотности тока.

Еще одна трудность связана со вторым максимумом на рис. 23 для водорода. Он появляется в связи с апертурными эффектами

из-за неустойчивости радиального движения ионного пучка при высоких давлениях. В работах других авторов второй максимум не наблюдается.

Ряд типичных зависимостей импульса ионного тока от времени, измеренного на расстоянии 50 см от анода, показан на рис. 29. Теория предсказывает, что ширина импульса τ должна меняться пропорционально θ_0 , т. е. $\tau \sim \sqrt{M/Z}$, в разумном согласии с экспериментальными данными. Полное число ионов должно быть обратно пропорционально Z [см. (93)]. Эта зависимость подтверждается, исключая данные по азоту, при интегрировании по времени импульса тока.

Оценим по порядку величины с помощью (866) число ионов $N_i = 2d_0 \pi a^2 n_e / Z$. Из табл. 1 (п. 19) находим $d_0 = 1,2$ см, $I = 30$ кА. Так как $\pi a^2 n_e = \pi a^2 J_e / ev = I / ev$, то для $Z = 1$ получается приблизительно 10^{13} ионов. Проинтегрированный по времени сигнал для водорода дает $200 \text{ А} \cdot 5 \text{ нс}/e$. Согласие между теорией и экспериментом хорошее.

Наличие нескольких импульсов ионов, хорошо подтвержденное экспериментально, предсказывается теорией и подробно уже обсуждалось. При определенных режимах давлений появление двух импульсов ионов высокой энергии возможно вследствие двухэтапного механизма ускорения (см. рис. 40 и 41). Кроме того, теория предсказывает появление большой группы медленно движущихся ионов, тех, которые отстали от головной части пучка на ранней стадии. Они наблюдались Эккером [43], который изучал поведение импульса ионного тока в течение длительного промежутка времени. Разница во времени между появлением быстрой и медленной групп составляет 70 нс (для протонов с энергией 1 МэВ и пролетной базой 1 м) и находится в разумном согласии с данными Эккера (100 нс). Обнаруженное Рэндером и др. [18] увеличение частоты следования импульсов с ростом давления трудно сравнить с теорией, поскольку с помощью рис. 40 нельзя определить, что произойдет в результате изменения давления. Существование многократных импульсов явилось отправной точкой в недавно предложенной теории ускорения ионов, основанной на возникновении так называемой фокусирующей неустойчивости практически бессилового электронного пучка [94]. Отметим, что описанная здесь электростатическая модель ускорения на фронте ионизации полностью объясняет появление нескольких импульсов.

Измеренные энергетический и импульсный спектры ионов показаны на рис. 30—33. Большинство спектров имеет только один максимум, расположенный между W_0 и $3W_0$ (W_0 — энергия электрона). Данные Строу и Миллера (см. рис. 31) указывают на появление в спектре отчетливо выраженной группы ионов с высокой (около $6W_0$) энергией при наибольшем значении v/γ . Структура этого спектра качественно согласуется с теоретическим предска-

занием для максимально достигаемой энергии ионов. Очень медленные ионы (с энергией, гораздо меньшей W_0) обычно не наблюдаются. Это, по-видимому, обусловлено влиянием на ионы собственного магнитного поля пучка в области почти полной зарядовой нейтрализации.

Пренебрегая расхождением в вопросе о медленных ионах, можно утверждать, что механизм двухэтапного ускорения, приводящий к широкому диапазону возможных конечных спектров (см. рис. 41), способен объяснить экспериментальные результаты. Установим соответствие между данными эксперимента и областями на рис. 40 и 41. Спектр на рис. 32 — I область, спектр на рис. 37 — VI область, все остальные спектры — II, III или IV области.

Предположение о существовании на фронте пучка открытой с одной стороны потенциальной ямы (спад потенциала) — основное в нашей модели. Из него с необходимостью следует, что ионы могут иметь скорость большую, чем скорость фронта пучка (вплоть до $4v_f$ при благоприятных обстоятельствах) и уходить вперед за фронт. Прямое доказательство можно получить, воспользовавшись результатами исследования корреляции скоростей фронта и ионного пучка [22], показанными на рис. 34: протоны движутся быстрее фронта пучка в подавляющем большинстве случаев, подтверждая наше предположение и опровергая гипотезу о синхронном движении фронта пучка и ионного сгустка, которая соответствует закрытой с двух сторон потенциальной яме.

В вопросе о синхронном движении мы заметно расходимся с Олсоном [28], который пытается объяснить равные скорости иона и фронта пучка с помощью следующего предположения: самые быстрые ионы рождаются в начальной фазе (запирание пучка), растягивая равновесную потенциальную яму так, что фронт распространяется самосогласованно со скоростью быстрых ионов. Этот предложенный ad hoc механизм неправдоподобен, потому что положительные ионы поднимали бы потенциал на переднем крае ямы, и, таким образом, укорачивали бы ее [46].

В других экспериментах, описанных выше, скорости ионов были либо равны скорости фронта ([17], см. табл. 2.3), либо много меньше ее [20, 29]. Что касается экспериментов Грейбилла, сравнение данных было проведено с использованием скоростей фронта в режиме высокого давления. В типичной для ускорения ионов области скорости фронта значительно меньше (см. ссылку [22] в работе [64]).

Ранее уже отмечалось, что измеренные А. А. Коломенским и др. [20] скорости фронта не очень хорошо объяснимы с точки зрения скейлинга по массе при высоких давлениях. Добавим здесь, что даже в области плато скорости больше ожидаемых значений.

Отметим, что в общем случае медленные ионы могут появлять-

ся, когда скорость фронта пучка $\alpha \gg 1$, что приводит к срыву ускорения (ионы уходят из головной части назад). Это утверждение справедливо для закрытой и открытой с одной стороны потенциальной ямы. Движение ионов со скоростью, большей скорости фронта, с другой стороны нельзя объяснить с использованием закрытой потенциальной ямы.

Возможным механизмом, который может привести к высокой скорости фронта, является предварительная ионизация электронами и ионами (см. выше). Этот эффект не был точно учтен в описанной здесь теории, однако более ранние вычисления показали, что в этом случае скорость фронта несколько увеличивается [39]. Из сравнения скоростей заключаем, что в соответствии с нашей теорией зарегистрированные ионы двигались быстрее фронта пучка. Наличие медленных ионов не противоречит теории.

Согласно развитым представлениям, сгусток быстрых ионов должен располагаться впереди головной части. В экспериментах ионный сгусток регистрировали в головной части (в большинстве случаев), сразу следом за ней [22] или далеко от нее ([19], рис. 35).

Это очевидное противоречие можно устранить, внимательно рассмотрев понятие «фронт пучка». С одной стороны фронт пучка идентифицируется по резкому нарастанию тока в поясе Роговского. В теории фронт пучка определяется положением виртуального катода, которое приблизительно совпадает с местом, где ток пучка равен предельному току.

Считая рост тока линейным, находим для расстояния между фронтом тока и виртуальным катодом *

$$\Delta x \geq v_f t_r I_e / I_{\text{макс}}. \quad (96)$$

В этом неравенстве учитывается возможность частичной нейтрализации пространственного заряда [см. (28)], вследствие чего истинное значение предельного тока больше предельного тока в вакууме (11). Для экспериментов Дрикки и др. [22] из пункта 9 табл. 1 находим $t_r \approx 10$ нс, $I = 100$ кА, $I_e = 7,1$ кА и из рис. 27 $v_f \approx 0,07 \div 0,17$ с, что дает $\Delta x \approx 1,5 \div 3,6$ см. Эккер и др. [19] (см. пункт 13 табл. 1) использовали импульс тока, скорость нарастания которого равна $7,5 \cdot 10^{12}$ А/с в течение первых 10 нс, так что предельный ток $I_e = 10,3$ кА достигался через 1,4 нс. Из рис. 35 имеем для водорода $v_f \approx 0,15$ с, так что $\Delta x \approx 6,3$ см. Это расстояние в 2—3 раза больше, чем у Дрикки, и можно говорить по крайней мере о качественном согласии с наблюдениями.

Следует снова подчеркнуть, что мы вычислили только нижнюю границу для расстояния между фронтом тока и положением

* Рэндером [17] было обнаружено, что форма импульса электронного тока не меняется существенно при дрейфе пучка. Это оправдывает использование v_f в (96).

виртуального катода. Настоящее значение может быть (и в действительности есть) значительно большим.

Касаясь данных Грейбилла и др. [29, 30], напомним о сделанном ранее в этом разделе замечании при сравнении скоростей. Данные по азоту на рис. 35 показывают, что в начале процесса ускорения значение Δx такое же, как и для водорода, однако со временем оно линейно растёт. Это объясняется уходом ионов из головной части пучка назад из-за большой скорости фронта, т. е. для азота мы уже имеем $\alpha > 1$, в то время как для водорода v может все еще оставаться такой, что α находится в области плато ($\alpha \approx 1$).

Мы подошли к заключительному вопросу этого раздела: избирательному ускорению ионов с максимальным отношением заряда к массе. Как было указано, наша модель естественным образом предсказывает преобладающее ускорение самых легких компонент в газовой смеси. Оно получило подтверждение во многих экспериментах, явившись их побочным результатом, так как во всех используемых вакуумных системах всегда присутствует водород. Специальная серия тщательных экспериментов, выполненных А. А. Коломенским и др. [47] (см. табл. 5), дала хорошее согласие с теорией.

Другие зависимости. Обсудим теперь влияние продольного магнитного поля B , градиентов давления и изменения времени нарастания фронта пучка.

Теория предсказывает существование двух основных эффектов, возникающих при наложении магнитного поля:

- 1) часть предельного тока I_e должна распространяться по всей длине системы, так как насыщение пучка подавлено;
- 2) подвижность вторичных электронов уменьшается под действием магнитного поля, и они движутся по дрейфовой трубке в основном в продольном направлении.

Из этих двух эффектов последний ведет к увеличению эффективного времени зарядовой нейтрализации в области дрейфа (как это наблюдалось Быстрицким и др. [26]), а первый приводит к очень важному следствию: во всей области дрейфа, а не в малой ее части вблизи плоскости входа в случае $B = 0$, наступает нейтрализация пространственного заряда. Пространственно однородная нейтрализация приводит к резкому изменению потенциальной ямы. Кроме того, отсутствует движущийся виртуальный катод. Ясно, что эта ситуация сильно отличается от обсуждавшейся ранее, и ускорения ионов ожидать не следует.

Критическое внешнее магнитное поле должно компенсировать собственные поля, под действием которых пучок стремится расширяться в радиальном направлении. Для $B_{кр}$ получаем оценку

$$B_{кр} \approx \frac{\mu_0 I}{2\pi a} \frac{1}{\gamma_{av}^2 - 1}, \quad (97)$$

где γ_{av} — среднее значение фактора γ в продольном и азимутальном направлениях.

Ток проходящего пучка

$$I_{\text{trans}} \approx I_e \min(1, B/B_{\text{кр}}). \quad (98)$$

Из данных Эккера и др. [19] (п. 13 табл. 1), используя $\gamma_{av} \approx 3$, имеем $B_{\text{кр}} \approx 0,2$ кГс, что хорошо согласуется с отсутствием ионов при $B = 0,2$ кГс в их эксперименте.

Влияние времени нарастания фронта на процесс ускорения можно понять следующим образом. Необходимым условием для создания виртуального катода является превышение током пучка значения предельного тока. Учитывая, что предельный ток зависит от времени через степень зарядовой нейтрализации и энергию электрона, напишем это условие в виде

$$I(t) = I_{\text{макс}} \frac{t}{t_{rI}} \geq I_e \max(1, t/t_{rv}) / (1 - v_{\text{эф}} t), \quad (98)$$

где t_{rI} и t_{rv} — времена нарастания тока и напряжения, I_e — предельный ток в вакууме (11) при $t_{rv} = 0$. Рассматривая отдельно два случая для $\max(1, t/t_{rv})$, приходим к следующему неравенству

$$t_{rI} \leq \frac{I_{\text{макс}}}{I_e} \min\left(t_{rv}, \frac{1}{4} t_{\text{эф}}\right), \quad (99)$$

где $t_{\text{эф}} = 1/v_{\text{эф}}$. При равных временах нарастания имеем

$$t_r < \frac{I_{\text{макс}}}{4I_e} t_{\text{эф}} \quad (100)$$

и так как $t_{\text{эф}} \sim 1/p$, мы приходим к условию: произведение времени нарастания на давление не зависит от последнего: $t_r p = \text{const}$. Это условие находится в согласии с результатами А. А. Коломенского и др. [45]:

- 1) для двух различных времен нарастания ($t_r = 10$ нс, 30 нс, см. рис. 37) оптимальное давление, при котором энергия иона максимальна, удовлетворяет условию $p_{\text{опт}} t_r = 5 \div 6$ торр·нс;
- 2) энергия иона одинакова в обоих случаях.

Последнего результата следовало ожидать, так как при выполнении условия для времени нарастания образуется виртуальный катод и начинается процесс ускорения.

Влияние положительных и отрицательных градиентов давления изучали в нескольких работах с целью управления движением фронта пучка и повышения эффективности процесса ускорения. Обсудим коротко перспективы этого направления, основываясь главным образом на экспериментальных данных.

Должны быть решены по крайней мере три проблемы: 1) управление скоростью фронта пучка; 2) захват ионов в его головной части; 3) ускорение фронта пучка без потери ионов.

При рассмотрении первого пункта возникает вопрос: совпадают ли значения скоростей фронта при изменении давления по длине

с вычисленными в соответствующей стационарной модели? Наша теория предсказывает, что это справедливо для адиабатического значения давления, когда ускорение $\dot{\alpha} < 1$. Теория Олсона [95, 28], с другой стороны, утверждает, что меняется только длина головной части пучка, а скорость фронта остается постоянной. Эксперименты Ткача [21] убедительно подтверждают изменение скорости фронта.

Следует указать, что и в теории, и в эксперименте переход скорости фронта от очень малых значений ($\alpha \approx \alpha_0$) до больших $\alpha \approx 1$ носит неадиабатический характер ($\dot{\alpha} > 1$). Именно эта фаза определяет и количество захваченных ионов, и их скорости. С другой стороны, этот скачок невозможно контролировать, так как он является неотъемлемым свойством системы газ-пучок-ионы.

В течение этой фазы можно получить захват определенной группы ионов. Для захвата необходимо, во-первых, чтобы ионы не были сзади фронта пучка и, во-вторых, чтобы скорость фронта не превышала скорость ионов более чем на $\alpha = 1$. Как обсуждалось ранее, в экспериментах эти условия часто не выполняются.

Предположим, что произошел захват группы ионов и они движутся с экспериментально определяемым значением скорости в области плато. Выбирая максимальное значение ускорения, при котором еще есть захват ($\dot{\alpha} = 1$), находим для длин ускорения в некоторых типичных экспериментах: $l = 8,7$ см (п. 5 табл. 1), $l = 18,2$ см (п. 13 табл. 1) и $l = 54$ см (п. 7 табл. 1). Отметим, что А. А. Коломенский и др. получили более короткие значения длин ускорения, но только для ионов, имеющих скорости вдвое меньше соответствующих скоростей фронта (при тех же давлениях). Определим теперь градиенты давления, которые необходимы для дальнейшего ускорения захваченных ионов (с использованием экспериментальной зависимости скорости от давления). Считая ускорение $\dot{\alpha}$ постоянным и удовлетворяющим условию $\dot{\alpha} < 1$, так чтобы доля незахваченных в процессе ускорения ионов, приблизительно равная $\dot{\alpha}$, была мала, находим следующие изменения давления ($\dot{\alpha} = 0,1$): Рэндер и др. $p = 0,5 - 1,0$ торр на 42 м; $p = 0,6 - 0,8$ торр на 22,5 м и Коломенский и др. $p = 0,2 - 0,5$ торр на 34 м. Отсюда следует, что необходимы очень малые градиенты давления. Наименьший из градиентов давления, используемый в работе [52] (см. рис. 9), составлял 0,1 торр/м, что соответствует $\dot{\alpha} \approx 1$. В этом случае, следовательно, положительных эффектов не должно быть, что согласуется с экспериментальными результатами Куэва.

Из предыдущего обсуждения приходим к выводу, что достичь

положительного эффекта в ускорении ионов при использовании градиентов давления трудно, так как невозможно контролировать захват ионов (проблема 2) и для дальнейшего ускорения нужно создавать очень труднореализуемые условия по градиенту давления (проблема 3).

Процесс ускорения исследовали при ступенчатом изменении давления экспериментально А. А. Коломенский и др. [47] и численно изучали в одномерной модели Хинтце и др. [62]. Результаты теоретического исследования указывают на возможность некоторого роста энергии ионов и значительного увеличения их числа. Расхождение с экспериментом объясняется слишком короткой длиной второго участка дрейфового пространства в эксперименте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа преследовала двойную цель. Во-первых, дан всесторонний обзор экспериментальных результатов по коллективному неуправляемому ускорению ионов при распространении в газе с низким давлением сильнофокусированного электронного пучка, во-вторых, подробно разобрана модель ускорения на фронте ионизации. Сравнение теории и эксперимента показывает, что в первом приближении с помощью одномерного электростатического механизма можно объяснить все экспериментальные данные. Основной упор сделан на качественное согласие, получаемое при использовании выведенных в модели законов скейлинга.

Многие авторы предпринимали попытки использовать знания в этой области, накопленные за многие годы теоретических и экспериментальных исследований, с целью перейти от процесса ускорения в естественных условиях к управляемым схемам ускорения [93]. Наиболее перспективной из них представляется IFA (ускоритель с управляемым фронтом ионизации), предложенный Олсоном [66, 96, 7] в 1973 г. В этой схеме пучок инжектируется в рабочий газ с очень низким давлением, таким, что пучок не может распространяться и образуется потенциальная яма. Затем рабочий газ ионизируется под действием лазерного луча, который сканируется вдоль дрейфовой трубки по заданной программе, так что потенциальная яма с захваченными ионами движется по заранее определенному закону. Хотя Олсоном и др. [8] были получены первые экспериментальные результаты, подтверждающие возможность реализации IFA, жизнеспособность этой схемы ускорения ионов еще ждет своей проверки.

Авторы выражают благодарность А. А. Коломенскому, В. М. Лихачеву и К. Юнгвирту за многочисленные полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Veksler V. I.— Proc. Symp. CERN, 1956, v. 1, p. 80.
2. Векслер В. И.— Атомная энергия, 1957, т. 5, с. 427.
3. Рабинович М. С. Препринт ФИАН-36. М., 1969.
4. Рабинович М. С., Цытович В. Н. Труды ФИАН, 1973, т. 66, с. 7.
5. Рабинович М. С., Цытович В. Н. Препринт ФИАН-55. М., 1973.
6. Graybill S. E., Uglum J. R.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 236.
7. Olson C. L. In: 1st Intern. Topical Confer. E-beam Res. and Technology. Vol. 11. Albuquerque, N. M. USA, 1975, p. 312.
8. Olson C. L. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1977, v. 24, p. 1659.
9. Olson C. L. In: 3rd Intern. Conf. on Collective Methods of Acceleration. Laguna Beach, California, USA, 1979, p. 305.
10. Плотто А. А.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1589.
11. Плотто А. А. и др.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 540.
12. Luce J. S., Sahlin H. L., Crites T. R.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v. 20, p. 336.
13. Luce J. S.— Ann. N. Y. Acad. Sci., 1975, v. 251, p. 217.
14. Смирнов В. П.— ПТЭ, 1977, т. 2, с. 7.
15. Hoerberling R. F., Payton D. N.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 2079.
16. Young F. G., Friedman M.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 2001.
17. Rander J.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 893.
18. Rander J. e.a. In: Physics Intern. Company Project 50-147. Final Report, 1971.
19. Ecker B., Putnam S., Drickey D.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v. 20, p. 301.
20. Коломенский А. А. и др. Препринт ФИАН-44. М., 1975.
21. Ткач Ю. В. и др.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 658.
22. Drickey D., Ecker B., Putnam S. D. In: IX-th Intern. Confer. High Energy Accelerat. Stanford, Calif., 1974, p. 263.
23. Kuswa G. W., Bradley L. P., Yonas G. In: IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v. 20, p. 305.
24. Miller R. B., Straw D. C.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 1897.
25. Šunka P. e.a. In: 8th Europ. Confer. Control. Fusion Plasma Phys. Prague. Vol. 1, 1977, p. 108.
26. Bystritsky V. M. e.a. In: 7th Intern. Symp. Discharges Electr. Insul. in Vacuum. Novosibirsk, 1976, p. 362.
27. Быстрицкий В. М. и др.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 991.
28. Olson C. L.— Phys. Fluids, 1975, v. 18, p. 585.
29. Graybill S. E.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, v. 18, p. 438.
30. Graybill S. E.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972, v. 19, p. 292.
31. Коломенский А. А. и др.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 51.
32. Ecker B., Putman S. D.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1977, v. 24, p. 1665.
33. Ecker B., Putman S. D. In: IInd Symp. Coll. Method Accel. Dubna, 1976, p. 152.
34. Straw D. C., Miller R. B.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 4681.
35. Straw D. C., Miller R. B. IEEE Intern. Conf. on Plasma Sci. Anstin. Texas, 1976, p. 130.
36. Straw D. C., Miller R. B.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, p. 379.
37. Alexander K. F., Hantzsch E., Siemroth P. Preprint Akad. Wiss. DDR, Berlin, 1973.
38. Alexander K. F. Festschrift wiss. Koll 65. Geburtstag, R. Rompe, Akad.— Verlag, Berlin 1973, 21.
39. Александр К. Ф., Хинтце Е., Зимрот П.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 567.
40. Быстрицкий В. М. и др.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 80.
41. Miller R. B., Straw D. C. In: Intern. Topical. Conf. on Electron Beam Research and Technology. Albuquerque, N. M., USA, 1975.

42. Коломенский А. А., Новицкий М. А. Краткие сообщения по физике, 1976, т. 10, с. 37.
43. Ecker B. Private communication. 1976.
44. Rander J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 283.
45. Коломенский А. А. и др.— В кн.: Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 2. Дубна, 1979, p. 31.
46. Alexander K. F., Hintze W. In: IInd Symp. Coll. Meth. Accelerat. Dubna, 1976, p. 155.
47. Коломенский А. А. и др.— В кн.: II Симпозиум по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976, с. 114.
48. Olson C. L. In: IInd Symp. Coll. Meth. Accelerat. Dubna, 1976, p. 101.
49. Robertson C. W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1457.
50. Tajima T., Mako F.— Phys. Fluids, 1978, v. 21, p. 1459.
51. Swain D. W. e.a. In: IXth Intern. Confer. High Energy Acceler. Stanford, Calif., 1974, p. 268.
52. Kuswa G. W.— Ann. N. Y. Acad. Sci., 1975, v. 251, p. 514.
53. Olson C. L.— Particle Accelerat., 1975, v. 6, p. 107.
54. Olson C. L.— Ann. N. Y. Acad. Sci., 1975, v. 251, p. 536.
55. Putnam S. D.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1969, v. 14, p. 1048.
56. Putnam S. D.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1129.
57. Putnam S. D.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, v. 18, p. 496.
58. Rostoker N.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1969, v. 14, p. 1047.
59. Rostoker N. In: VIIth Intern. Confer. High Energy Accelerat. Erevan, 1969, p. 509.
60. Росинский С. Е., Рухадзе А. А., Рухлин В. Г.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 53.
61. Alexander K. F., Hintze W. Preprint Zentralin st. Elektronenphysik. Akad. Wiss. DDR, 76-7, Berlin, 1976.
62. Hintze W., Alexander K. F. In: 13th Intern. Confer. on Phenomena in Ionized Gases. Berlin, GDR, 1977, p. 11.
63. Olson C. L.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1973, v. 18, p. 1356.
64. Olson C. L.— Phys. Fluids, 1975, v. 18, p. 598.
65. Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. Пер. с англ. М., Мир, 1978.
66. Olson C. L.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1973, v. 18, p. 1369.
67. Olson C. L., Poukey J. W.— Phys. Rev. A, 1974, v. 9, p. 2631.
68. Godfrey V. B.— IEEE Trans. Plasma Sci., 1978, v. 6, p. 256.
- Godfrey V. B. e.a. In: IEEE Intern. Confer. on Plasma Sci., Troy, N. Y., USA, 1977, p. 174.
69. Budker G. I. In: CERN Symp. on High Energy Accelerat. and Pion Phys. Vol. 1. Geneva, 1956, p. 68.
70. Олсон К. Л.— Физика плазмы, 1977, т. 3, с. 465.
71. Богданевич Л. С., Рухадзе А. А.— УФН, 1971, т. 103, с. 609.
72. Birdsall C. K., Bridges W. B.— J. Appl. Phys., 1961, v. 32, p. 2611.
73. Пащенко А. В., Руткевич Б. Н.— Физика плазмы, 1977, т. 3, с. 774.
74. Годак В. А., Дубовой Л. В., Заболоцкая Г. Р.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 1795.
75. Воронин В. С., Зозуля Ю. Т., Лебедев А. Н.— ЖТФ, 1972, т. 42, с. 546.
76. Poukey J. W., Rostoker N.— Plasma Phys., 1971, v. 13, p. 897.
77. Miller R. B., Straw D. C.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 1061.
78. Jungwirth K. In: Xth Czech. Sem. Plasma Phys. Techn., Zvicov, 1979, p. 44.
79. Phelps D. A. IEEE Trans. Plasma Sci., 1978, v. 6, p. 76.
80. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 767.
81. Рютов Д. Д.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 709.
82. Lomax R. J.— J. Electron. Control., 1960, v. 9, p. 127.
83. Hantzsche E.— Beitr. Plasmaphysik, 1975, Bd 15, S. 157.
84. Hantzsche E.— Beitr. Plasmaphysik, 1977, Bd 17, S. 253.

85. Коломенский А. А., Новицкий М. А., ЖТФ, 1976, т. 46, с. 44.
86. Poukey J. W., Olson C. L.— Phys. Rev. A, 1975, v. 11, p. 691.
87. Гинзбург С. Л. и др. Препринт ИПМ АН СССР. М., 1980.
88. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы математической физики. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. литературы, 1960.
89. Alfven H.— Phys., Rev., 1939, v. 55, Second Series, p. 425.
90. Hintze W. Preprint ZIE, 78-9, Berlin, 1978.
91. Hintze W. In: 3rd Int. Topical Confer. High Power Electron and Ion Beam Research and Technol. Vol. 1. Novosibirsk, 1979, p. 549.
92. Olson C. L.— Phys. Rev. A, 1975, v. 11, p. 288.
93. Olson C. L. Collective Ion Acceleration with Linear Electron Beams. In: Springer Tracts in Modern Physics.— Berlin-Heidelberg-New-York: Springer-Verlag, 1979.
94. Ходатаев К. В., Цытович В. Н.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 301.
95. Olson C. L.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1974, v. 19, p. 914.
96. Olson C. L. In: IXth Intern. Confer. High Energy Acceler., Stanford, Calif., 1974, p. 272.
97. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизированных газах. Пер. с англ. М., Мир, 1967.
98. Langley R. A. e.a.— Phys. Rev. A, 1964, v. 136, p. 379.
99. Rieke F. F., Prepejhal W.— Phys. Rev. A, 1972, v. 6, p. 1507.