

3. И. М. Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966, стр. 184.
4. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
5. А. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика. М., «Наука», 1965.
6. Л. Н. Сретенский. Теория ньютоновского потенциала. М.—Л., Гостехиздат, 1946.

Исследование влияния вторичных заряженных частиц на протонный пучок в бетатронном режиме

Г. И. ДИМОВ; В. Г. ДУДНИКОВ; В. Г. ШАМОВСКИЙ

УДК 621.384.637

Накопление интенсивного протонного пучка в бетатронном режиме имеет некоторые особенности. Интерес к этому процессу определяется перспективой создания протонных индукционных ускорителей по схеме, предложенной Кристофилосом [1]. Кроме того, при индукционном ускорении имеется принципиальная возможность значительно увеличить интенсивность, компенсируя пространственный заряд протонного пучка электронным газом по методу Г. И. Будкера [2]. Если удастся осуществить такую компенсацию, то предварительное индукционное ускорение найдет широкое применение в протонных синхротронах. В работе [3] описано исследование накопления протонов на кольцевой дорожке в бетатронном режиме (радиус орбиты 42 см, рабочее сечение 4×3 см, энергия 1 Мэв); в этой работе в основном рассмотрена продольная неустойчивость пучка.

Ниже описаны дальнейшие исследования, выполненные на той же установке в аксиально симметричном магнитном поле с показателем спада 0,6 и в поле со знакопеременным градиентом.

При ионизации остаточного газа протонным пучком образуется достаточно большое число медленных ионов и электронов. Энергия двух третей электронов лежит в интервале от нуля до энергии ионизации, значительная доля электронов имеет достаточно высокую энергию (до 2 кэв). Средняя энергия вторичных ионов не превышает $\sim 0,1$ эв. В магнитном поле электроны выходят из пучка только по вертикали, вдоль силовых линий. Тяжелые ионы, ускоренные поперечным электрическим полем пучка, могут выходить и в радиальном направлении, поперек магнитного поля.

Для регистрации потока вторичных частиц вблизи пучка были установлены коллекторы, экранированные заземленными сетками. Электронный коллектор размещался под пучком. Подавая небольшой положительный потенциал на коллектор, можно было значительно уменьшить падающий на него ионный поток (и без

того более слабый по сравнению с электронным).

Ионный коллектор размещался на внешнем радиусе дорожки. Полный пространственный заряд на дорожке и пропорциональный ему потенциал пучка регистрировался кольцевым электродом, охватывающим пучок. Потенциал пучка контролировался также по энергии выходящих из пучка вторичных ионов, которая определялась с помощью запирающего напряжения на ионном коллекторе.

Нами наблюдалась практически полная компенсация пространственного заряда циркулирующих протонов и вторичных ионов электронами в квазибетатронном режиме при рабочем вакууме, если число протонов на дорожке не превышало $7 \cdot 10^9$. В более интенсивном пучке без продольной группировки были обнаружены релаксационные колебания числа компенсирующих электронов, которые иллюстрируются осциллограммами, представленными на рис. 1. При постоянном протонном токе на дорожке (см. рис. 1, а) потенциал пучка, регистрируемый кольцевым электродом, возрастает приблизительно за 1 мксек и снижается за 8—10 мксек (см. рис. 1, б).

Скачки потенциала индуцируются синхронно на всех электродах, сигналы с которых представлены в двухлучевых осциллограммах как метки моментов этих скачков (см. рис. 1, г, д, ж). При скачках потенциала выбрасываются электроны, регистрируемые коллектором под пучком (см. рис. 1, в). Во время релаксации компенсация пучка снижается до 30—60%, что подтверждается наличием потока ионов на наружный коллектор с соответствующим запирающим напряжением (см. рис. 1, е). Скачкам потенциала соответствуют максимумы ионного тока на коллектор (см. рис. 1, д, е). При релаксациях наблюдались когерентные колебания, регистрируемые датчиком вертикального положения пучка. Период релаксаций близок к расчетному времени компенсации и уменьшается с повышением давления остаточного

газа. Описанная неустойчивость шнура вторичных частиц наблюдалась в достаточно узком диапазоне плотности протонов на дорожке на уровне $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Эта неустойчивость не наблюдается при продольной группировке пучка с глубиной модуляции линейной плотности более 1% (см. рис. 1, ж, з). При значительной группировке протонного пучка его компенсация близка к нулю, что подтверждается сигналом с ионного коллектора при запирающем напряжении, близком к потенциалу некомпенсированного пучка (см. рис. 1, и). Увеличение энергетического разброса в инжектируемом пучке исключает продольную неустойчивость и приводит к уменьшению потенциала пучка примерно вдвое. При этом наблюдаются скачки потенциала, что иллюстрируется осциллограммой тока на коллектор (см. рис. 1, к). Таким образом, при продольной группировке, если даже она не приводит к потерям протонов, компенсация пучка электронами практически отсутствует.

Дальнейшие эксперименты проводились после смены полюсов в магнитном поле с переменным градиентом (четыре элемента периодичности, коэффициент уплотнения орбит $\alpha = 0,7$, частоты бетатронных колебаний $\nu_x = 1,15$ и $\nu_z = 0,76$). В этом случае сколько-нибудь значительной группировки пучка не наблюдалось, но была обнаружена сильная вертикальная когерентная неустойчивость протонного пучка (рис. 2). Через некоторое время после начала накопления наблюдается значительное уменьшение протонного тока на дорожке (см. рис. 2, а) и регистрируется ток протонов на пробник, расположенный над или под пучком (см. рис. 2, б). Индукционные электроды положения центра тяжести пучка регистрируют интенсивные когерентные вертикальные колебания пучка (см. рис. 2, в).

Как следует из этой осциллограммы, вертикальные колебания пучка начинаются после увеличения тока на дорожке до некоторого порогового значения и далее усиливаются до сброса протонов по вертикали. При рабочем вакууме пороговое значение плотности протонов составляет $3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. При увеличении плотности газа на дорожке пороговый ток и время развития неустойчивости уменьшаются (рис. 3). Время от начала когерентных колебаний до выброса протонов по вертикали также уменьшается с увеличением скорости накопления протонов. До начала вертикальных когерентных колебаний компенсация протонного пучка электронами близка к 100%, а во время

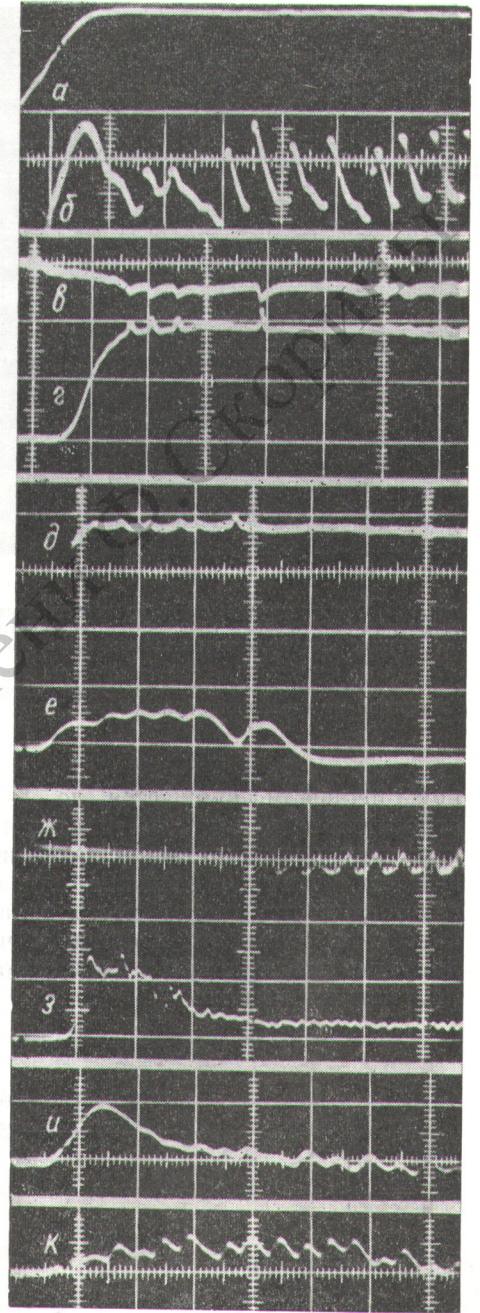


Рис. 1. Осциллограммы релаксационных колебаний плотности компенсирующих электронов (по горизонтали 20 $\mu\text{сек}/\text{деление}$):

а — ток на дорожке; б — индукционный сигнал с кольцевого электрода (полоса пропускания 5 Mгц); в — ток на электронный коллектор при отражающем потенциале 20—30 в; г, д, ж — привязочные индукционные сигналы с электродов; з, и — ток на ионный коллектор с запирающим напряжением 15 в; к — детектированный сигнал, регистрирующий продольную группировку пучка; л — ток на ионный коллектор с запирающим напряжением 30 в; м — ток же, с энергетическим разбросом в инжектируемом пучке.

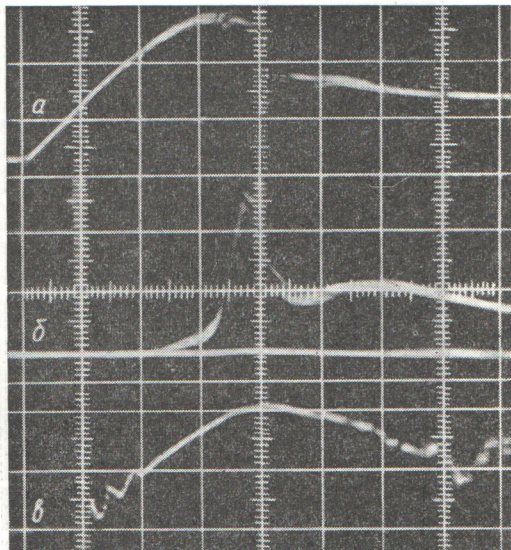


Рис. 2. Осциллограммы раскачки когерентных вертикальных бетатронных колебаний в квазибетатронном режиме (по горизонтали 20 мксек/деление):

а — ток на дорожке; б — ток на пробник над пучком; в — детектированный разностный сигнал с электродов вертикального положения.

неустойчивости снижается до 5—10%. При относительно малом токе инжекции, когда ток циркулирующих протонов незначительно превышает пороговое значение описанной выше неустойчивости, имеют место релаксационные колебания плотности вторичных частиц, аналогичные наблюдаемым в аксиально симметричном магнитном поле.

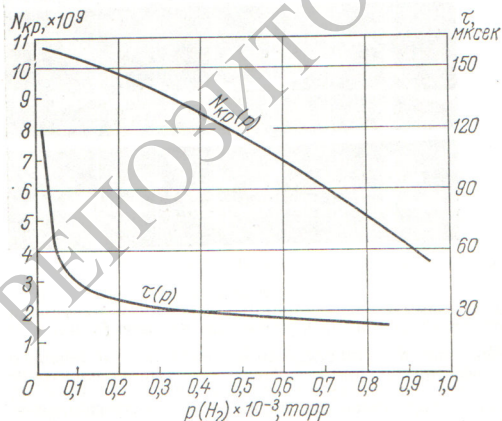


Рис. 3. Влияние давления водорода на пороговое число протонов на дорожке и время от начала когерентных колебаний до выброса протонов по вертикали.

В бетатронном режиме вертикальные когерентные колебания пучка развиваются аналогично. В этом режиме наблюдались пульсации тока циркулирующих протонов (рис. 4, а) с соответствующим выбросом протонов по вертикали (рис. 4, б). В данном случае потери протонов с дорожки приводят к значительному ослаблению вертикальной неустойчивости, что создает условия для повторного накопления частиц. Вертикальная неустойчивость в поле со знакопеременным градиентом позволяла накопить только $5,5 \cdot 10^{10}$ протонов. На основании проведенных экспериментов можно сделать вывод, что развитие поперечной неустойчивости пучка определяется взаимодействием циркулирующих протонов со вторичными частицами, образующимися при ионизации остаточного газа. В области движения пучка имеет место поток ионов на стенки камеры с равновесной плотностью:

$$n_i \approx n_0 \sigma \langle n \rangle v_p \left\langle \frac{S}{Lv_i} \right\rangle,$$

где n, v_p — плотность и скорость протонов в пучке; n_0 — плотность атомов остаточного газа; v_i — поперечная скорость ионов; S, L — площадь сечения пучка и его периметр; σ — сечение ионизации; угловые скобки означают усреднение по сечению пучка. Время накопления ионов

$$\tau_i \approx \left\langle \frac{S}{Lv_i} \right\rangle.$$

Скорость v_i определяется в основном потенциалом пучка и зависит от вида газа. Равновесная плотность электронов n_e определяется концентрацией положительных частиц и устанавливается за время

$$\tau_e \approx \frac{n_e}{n_0 \sigma n v_p}.$$

В рассматриваемых условиях расчетное время компенсации протонного пучка электронами составляет ~ 10 мксек. При полной компенсации энергия основной массы ионов, выходящих из пучка, не превышает 0,1 эв. При этом концентрация ионов может достигать несколько десятых плотности протонов в пучке.

Вертикальные когерентные колебания протонного пучка могут возбуждаться вследствие взаимодействия протонного пучка с электронным шнуром (в радиальном направлении электроны замagnetичены). Вдоль двух взаимодействующих шнуров заряженных частиц с различными продольными скоростями могут распространяться самовозбуждающиеся поперечные волны. Механизм этой двухпучковой

неустойчивости легко понять из рассмотрения движения шнуров в системе координат, сопровождающей поперечную волну (рис. 5). Если поперечные волны в первом и втором шнуре находятся в резонансе, а величина фазовой скорости лежит между скоростями шнуров, поперечное притяжение между шнурами на большей части длины вызывает взаимное усиление или ослабление поперечных колебаний в зависимости от разности их фаз (см. рис. 5, а, б). При этом изменение энергии поперечных колебаний компенсируется действием продольной компоненты сил притяжения. Если фазовая скорость резонансных волн больше или меньше скоростей обоих шнуров, то при любой разности фаз взаимная раскачка поперечных колебаний отсутствует (см. рис. 5, в). Замкнутость взаимодействующих шнуров на кольцевой дорожке приводит к дискретному спектру саморазвивающихся волн с волновыми числами, кратными обратной величине среднего радиуса дорожки.

При взаимодействии протонного пучка со шнуром компенсирующих его электронов частота поперечных колебаний электронного шнура определяется в основном частотой колебаний электронов в неподвижном протонном шнуре, которая в единицах частоты обращения ω_0 равна $f_e = \sqrt{\frac{M}{m}} \rho$, где M, m — массы протонов и электронов; ρ — плотность протонов в единицах $n_* = \frac{M\omega_0^2}{2\pi e^2}$. Плотности n_* соответствует сдвиг квадрата частоты некогерентных поперечных колебаний протонов собственным полем пучка на квадрат частоты обращения. Частота поперечных колебаний протонного пучка определяется в основном числом бетатронных колебаний за оборот ν . Если продольные скорости выразить в единицах скорости протонов, то условие резонанса саморазвивающихся волн можно приближенно записать в виде

$$f_e + \nu \approx k,$$

где k — волновое число в обратных средних радиусах дорожки (номер моды). Отсюда условие неустойчивости

$$\rho = \frac{n}{n_*} \approx \frac{m}{M} (k - \nu)^2 \quad (k > \nu).$$

При неустойчивости электронная волна отстает по фазе от протонной (см. рис. 5, а). Таким образом, раскачка поперечных волн в компенсированном протонном пучке может возникать при повышении его интенсивности последовательно со все более высокими модами.

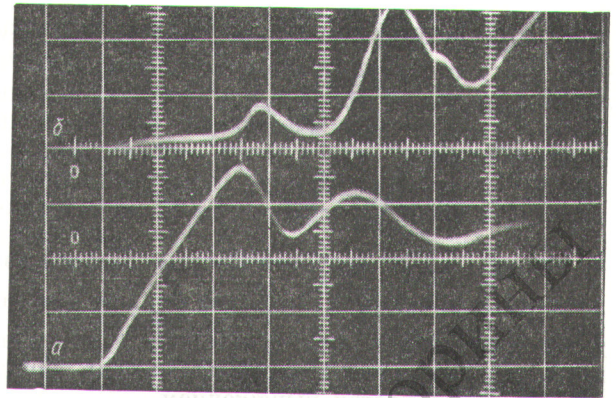


Рис. 4. Ток на дорожке (а) и ток на пробник над пучком (б) (по горизонтали 20 мксек/деление).

Взаимодействие пучка со шнуром компенсирующих частиц исследовано теоретически в работах [4, 5]. В работе [5] показано, что при компенсации протонов электронами первые полосы неустойчивости лежат в границах

$$\rho \approx \frac{m}{M} (k - \nu)^2 \left[1 \pm 2 \sqrt{\frac{m}{M} \cdot \frac{k - \nu}{\nu} \cdot \frac{n_e}{n}} \right].$$

Первые полосы неустойчивости, соответствующие нижним модам ($k \sim \nu$), имеют малую ширину; с увеличением номера моды полосы расширяются вплоть до перекрытия. Плотность протонов, соответствующая началу перекрытия

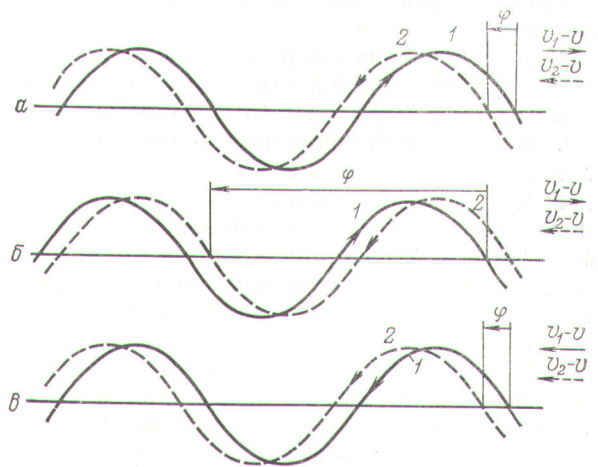


Рис. 5. Влияние притяжения между двумя шнурами на развитие поперечной волны:

1 — шнур положительно заряженных частиц; 2 — шнур отрицательно заряженных частиц; ν — фазовая скорость волны; v_1 и v_2 — продольные скорости шнуров; а — взаимная раскачка, $v_2 < \nu < v_1$, $\Phi = 0 \div \pi$; б — взаимное демпфирование, $v_2 < \nu < v_1$, $\Phi = \pi \div 2\pi$; в — первый шнур демпфируется, второй раскачивается, $v_2 < \nu > v_1$, $\Phi = 0 \div \pi$.

тия полос неустойчивости, определяется выражением

$$\rho \approx \left(\frac{v^2}{2} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{n^2}{n_e^2} \right)^{1/3},$$

а номер моды

$$k \approx \left(\frac{v}{4} \cdot \frac{M}{m} \cdot \frac{n}{n_e} \right)^{1/3}.$$

В центре полос неустойчивости амплитуда электронной волны в $\frac{M}{m} \cdot \frac{v^2}{k^2}$ раз больше амплитуды протонной волны, инкремент неустойчивости для идеальных шнуров в обратных оборотах [5] определяется выражением

$$\gamma \approx \pi(k-v) \sqrt{\frac{m}{M} \cdot \frac{(k-v)}{v} \cdot \frac{n_e}{n}}.$$

Отражение в стенках камеры, потери частиц на них, нелинейность колебаний, разброс продольных скоростей частиц в шнурах, наличие некогерентных поперечных колебаний снижают инкремент неустойчивости. Например, разброс частот колебаний электронов ограничивает инкремент неустойчивости величиной [5]

$$\gamma \approx 2\pi^2 \frac{m}{M} \cdot \frac{(k-v)^2}{v} \cdot \frac{n_e}{n} \cdot \frac{f_e}{\Delta f_e}.$$

Развитию неустойчивости препятствует достаточно быстрое обновление вторичных частиц (не только электронов, но и вторичных ионов), что эквивалентно затуханию колебаний. Для развития неустойчивости необходимо, чтобы ее инкремент превышал декремент затухания колебаний.

Для рассматриваемой установки наблюдаемый порог неустойчивости по плотности протонов, равный $3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ($\rho = 3 \cdot 10^{-3}$), соответствует с хорошей точностью полосе неустойчивости по отношению к возбуждению вертикальных колебаний с модой $k = 3$. При прохождении первых полос неустойчивости с модами $k = 1$ и $k = 2$ неустойчивость не проявляется, по-видимому, из-за малых значений инкремента (для идеального компенсированного пучка 10^{-2} и 10^{-1} обратных оборотов соответственно). В полностью компенсированном пучке время жизни электронов имеет порядок времени компенсации (~ 40 периодов обращения), а время ухода ионов — в несколько раз меньше. Учитывая, что расчетное время развития неустойчивости со второй модой (10 оборотов) занижено, демпфирование неустойчивостей с первой и второй модами за счет обновления вторичных частиц кажется вполне осуществимым.

Декомпенсация протонного пучка, наблюдаемая в аксиально симметричном поле, достаточно хорошо объясняется неустойчивостью компенсированного пучка по отношению к возбуждению поперечных волн. Плотность протонов при возникновении декомпенсации очень близка к расчетной в центре полосы неустойчивости с модой $k = 3$. Ширина полосы декомпенсации по интенсивности близка к расчетной. Время декомпенсации ($\sim 1 \text{ мксек}$) порядка времени развития неустойчивости с модой $k = 3$. После выброса значительной части электронов инкремент падает ниже порогового значения, и колебания затухают. Последующее накопление электронов в пучке опять приводит к неустойчивости, и часть электронов снова выбрасывается. Таким образом, при постоянной интенсивности протонного пучка происходят релаксационные колебания плотности электронов с периодом, близким к времени компенсации. Вследствие малой длительности неустойчивого состояния и больших амплитуд колебаний электронного шнура когерентные вертикальные колебания протонного пучка увеличиваются мало и потери протонов отсутствуют.

При появлении значительных азимутальных неоднородностей плотности протонного пучка плотность электронов падает до очень малой величины, что наряду с увеличением разброса частот колебаний электронов приводит к сильному снижению инкремента неустойчивости. Стабилизации неустойчивости способствует и уменьшение времени жизни электронов в пучке. Поскольку при накоплении интенсивного протонного пучка в аксиально симметричном поле всегда имела место его продольная группировка, вертикальные когерентные колебания при больших плотностях протонов при прохождении последующих полос неустойчивости не могли развиваться.

Полная декомпенсация пучка при его группировке связана, вероятно, с параметрической резонансной раскачкой некогерентных вертикальных колебаний электронов в поле протонного пучка. Резонансная плотность протонов для параметрических резонансов колебаний электронов

$$\rho \approx \frac{m}{2M} l^2 p^2,$$

где l — номер моды продольной группировки; p — порядок резонанса. Нижнее резонансное значение $n \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$.

При накоплении протонов в поле со переменным градиентом сначала возбуждаются вертикальные когерентные колебания третьей

моды, которые приводят к значительному уменьшению концентрации электронов и соответствующему падению инкремента неустойчивости. При дальнейшем накоплении пучок протонов проходит через последующие полосы неустойчивости, ширина которых, а также соответствующие инкременты и относительные амплитуды протонной волны возрастают. Так как в этом случае продольная группировка пучка отсутствует, концентрация электронов в пучке остается достаточно высокой, и когерентные колебания могут развиваться при проходе последующих полос неустойчивости до значительной амплитуды. Максимальной плотности протонов (перед началом их выброса по вертикали она составляет $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$) соответствуют уже достаточно широкие области неустойчивости с пятой и шестой модами. Наличие ряда пульсаций на фронте огибающей сигнала, индуцируемого вертикальными когерентными колебаниями пучка (см. рис. 1, *з*), согласуется с представлением о последовательном прохождении полос неустойчивости. Скоростное осциллографирование сигналов с индукционных датчиков вертикального положения перед обросом по вертикали показывает, что в основном преобладают пятая и шестая моды колебаний пучка. Прохождение полос неустойчивости без значительного затухания колебаний можно объяснить как достаточно быстрым накоплением протонов, так и расширением полос неустойчивости некоторого разброса частот колебаний электронов вследствие нелинейности вертикального электрического поля протонного пучка.

Уменьшение времени развития неустойчивости с увеличением плотности остаточного газа можно объяснить и повышением плотности

электронов, от которой зависят инкременты. Уменьшение порога неустойчивости с повышением давления остаточного газа связано с влиянием шнура медленных ионов на развитие неустойчивости. Если учесть только влияние пространственного заряда ионов на колебания электронов, то дисперсионное уравнение будет иметь вид

$$\frac{\rho \frac{n_e}{n}}{(k-f)^2 - v^2} + \frac{\rho \frac{M}{m}}{f^2 - \rho \frac{M}{m} \cdot \frac{n_i}{n}} = 1.$$

Из решения этого уравнения следует, что при $n_i \ll n$ центры полос неустойчивости лежат на уровнях

$$\rho \approx \frac{m}{M} \left(\frac{k-v}{1 + \frac{n_i}{2n_e}} \right)^2.$$

Отсюда видно, что с повышением концентрации положительных ионов область неустойчивости смещается вниз. При повышении давления остаточного газа плотность ионов увеличивается.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Г. И. Будкеру за постоянный интерес к работе и обсуждения, Б. В. Чирикову за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 13/I 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Christofilos. Патент № 2894456, США, 1953.
2. Г. И. Будкер. Proc. V Internat. Conf. on high energy accelerators. Frascati, 1965, p. 402.
3. Г. И. Димов и др. «Атомная энергия», 27, 130 (1969).
4. Г. И. Будкер. «Атомная энергия», 1, 9 (1956).
5. Б. В. Чириков. «Атомная энергия», 19, 239 (1965).