

621.384.62

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ИОНОВ*И. М. Капчинский*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	639
2. Эффекты, ограничивающие ток пучка	641
а) Конечный фазовый объем пучка при инжекции (642). б) Влияние собственного поля пучка (642). в) Эффект расширения фазового объема пучка в процессе ускорения (645). г) Затраты высокочастотной энергии на ускорение пучка (648).	
3. Технические проблемы сооружения сильноточных линейных ускорителей	649
4. Ускоряющая система с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой	652
5. Структура основной части сильноточного линейного ускорителя	656
6. К. п. д. линейного ускорителя	657
7. Заключение	658
Цитированная литература	659

1. ВВЕДЕНИЕ

Первый линейный ускоритель протонов современного типа появился в 1946 г.¹ С тех пор, в течение более чем тридцати лет, линейные ускорители ионов служили только приборами для физики высоких энергий, в подавляющем большинстве случаев — в качестве инжекторов протонных синхротронов. В настоящее время становится все более очевидной важная роль линейных ускорителей ионов в программе поисков новых источников энергии⁷⁻¹¹.

Обширная программа развития термоядерной энергетики включает исследования по радиационному материаловедению, связанные с созданием конструкционных материалов для первой стенки термоядерных реакторов. В установке, предназначенной для испытаний различных образцов конструкционных материалов, должна быть обеспечена высокая плотность потока нейтронов с энергией в районе 14 МэВ. Необходим нейтронный генератор с потоком до 10^{15} нейтронов/см² в объеме порядка 10 куб. см^{2,3}. Потребность в подобном нейтронном генераторе будет все более возрастать, так как успешный запуск демонстрационного реактора даст сильный импульс развитию всей области термоядерной энергетики, а сами термоядерные реакторы не смогут обеспечить разумного темпа проведения материаловедческих исследований. Высокопоточный нейтронный генератор позволит также изучать процессы накопления делящихся веществ в поглотителях из урана или тория, которые предполагается использовать в экранах термоядерных реакторов. В настоящее время известна един-

ственная возможность создания высокопоточных нейтронных генераторов с энергией 14 МэВ, состоящая в комбинации ускорителя дейтронов на 35 МэВ с непрерывным током пучка 100—200 мА и проточной литиевой мишени⁴⁻⁶.

Перспективы использования сильноточных ускорителей для решения проблем энергетики, а также в ряде других областей техники, повышают интерес к этим машинам. В последние годы достигнуто значительно лучшее понимание физических вопросов, связанных с созданием сильноточных ускорителей. Рассматриваются как циклические, так и линейные ускорители. Однако опыт проектирования все более убеждает, что для получения ионных пучков со средним током более 1—10 мА линейные ускорители (ЛУ) предпочтительнее циклических. Связанные с этим соображения будут рассмотрены ниже.

В соответствии с расширением областей использования ЛУ ионов менялось со временем и содержание термина «сильноточный ЛУ». В таблице приведены данные по ЛУ, характерные для сильноточных машин в различные периоды. Инжекторы протонных синхротронов (ПС) работают

Т а б л и ц а

Назначение	Научный центр	Год запуска	Год получения максимального тона	Ток пучка в импульсе, мА	Средний ток пучка, мА
Инжектор протонного синхротрона (ПС)	ЦЕРН	1959	1971	140	0,028
Инжектор ПС	ИТЭФ (СССР)	1966	1972	200	0,002
Инжектор ПС	Батавия (США)	1971	1977	300	0,01
Мезонная фабрика	Лос-Аламос (США)	1972	1977	16	1
Мезонная фабрика	МРТИ, ИЯИАН (СССР)	Стадия сооружения	Проекты	50 (проект)	0,5 (проект)
Нейтронный генератор	ИТЭФ (СССР) Лос-Аламос (США)			—	100—200
Установка для производства ядерного горючего	Брукхейвен (США) Чок-Ривер (Канада)	Проекты		—	300

в импульсном режиме с большой скважностью; эти ускорители назывались сильноточными, если они давали пучки с большим импульсным током, независимо от величины среднего тока пучка. Однако сейчас термин «сильноточный ЛУ» относится только к ЛУ с большим средним током пучка. Сильноточные ЛУ следующего поколения (мезонные фабрики) дают протонные пучки со средним током до 1 мА^{12,13}. Проектируемые сильноточные ЛУ третьего поколения предназначены для формирования непрерывных пучков с током в несколько сотен миллиампер^{4-6,8,14,15}.

К ускорителям третьего поколения следует отнести и импульсные ЛУ тяжелых ионов с малой зарядностью (вплоть до U^{+2}), которые в будущем могут найти важное применение в энергетических термоядерных установках с инерционной реакцией синтеза¹⁶⁻¹⁸. Эти ускорители предназначены для формирования ионных пучков с большим током в импульсе при относительно низкой скважности; средний ток пучка может доходить

до 10 мА и более. Ряд проблем, связанных с сооружением сильноточных ЛУ тяжелых ионов, относится и к протонным машинам, но ЛУ тяжелых ионов имеют и свои специфические трудности. Ниже мы будем рассматривать только сильноточные линейные ускорители протонов или дейтронов.

В следующем разделе кратко рассмотрены основные физические эффекты, ограничивающие ток пучка в ЛУ. Приведены некоторые результаты теории, определяющие предельные значения импульсных и средних токов. Технические трудности сооружения сильноточных ЛУ третьего поколения в конечном счете обязаны своим появлением этим физическим эффектам и являются весьма серьезными. В дальнейших разделах дается анализ технических проблем и обосновывается выбор рациональных путей создания сильноточных ЛУ, как он представляется в настоящее время. Для начальной части сильноточных ЛУ наиболее выгодной оказывается ускоряющая структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. Этой структуре посвящен отдельный раздел. В связи с ограниченным объемом обзора сведения по теории и технике ЛУ, широко освещенные в различных монографиях, не приводятся. Однако даны необходимые литературные ссылки, которыми могут воспользоваться заинтересованные читатели, не являющиеся специалистами в ускорительной технике.

2. ЭФФЕКТЫ, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ ТОК ПУЧКА

Предельный ток ионного пучка ЛУ ограничивается рядом факторов. Основными из них являются: конечная величина фазового объема пучка на входе ускорителя; расталкивающие силы собственного поля пучка; эффект расширения фазового объема в процессе ускорения. Имеется и ряд других ограничивающих эффектов, как например, рассеяние частиц на остаточном газе, парные столкновения в пучке, внешние и параметрические резонансы; однако последние эффекты не играют существенной роли в процессе ускорения пучков в ЛУ и ими, как правило, можно пренебречь.

Для удержания частиц в области взаимодействия пучка с ускоряющим полем используются различные системы фокусировки. Обычно применяются знакопеременные фокусировки. Удержание частиц с помощью продольного магнитного поля не нашло широкого применения из-за необходимости вложения весьма больших мощностей в фокусирующем поле, а также из-за появления недопустимо больших ponderomotorных сил между витками соленоидов. Компенсация объемного заряда ионного пучка в ЛУ с помощью пучка электронов не может быть использована, так как электроны дефокусируются в знакопеременном поле, фокусирующем ионы. Все ионные ЛУ с энергией до 100—200 МэВ, введенные в эксплуатацию до настоящего времени, построены на основе ускоряющей структуры Альвареца со знакопеременной квадрупольной фокусировкой, предложенной для ЛУ Блюэттом¹⁹. Структура Альвареца — Блюэтта подробно описана в литературе^{20,21}. Эта структура представляет собой цилиндрический резонатор, нагруженный трубками дрейфа. В резонаторе возбуждается стоячая волна, типа E_{010} . В ускоряющих системах с трубками дрейфа применяют квазистатическую квадрупольную фокусировку. Для этого в трубках устанавливают электромагнитные квадрупольные. Сейчас в ряде научных центров исследуется весьма перспективная возможность работы с магнитно-твердыми квадрупольными²²⁻²⁵.

В последние годы усиленно изучаются ускоряющие и фокусирующие системы, отличные от структуры Альвареца — Блюэтта, в которых знако-

переменная фокусировка осуществляется с помощью высокочастотного ускоряющего поля («рогатые» электроды^{26,27}, пространственно-однородная квадрупольная фокусировка²⁸, фазопеременная фокусировка^{29,30}).

Рассмотрим эффекты, ограничивающие ток ионов в ЛУ.

а) Конечный фазовый объем пучка при инжекции

Пучок называется согласованным, если начальные условия для пучка на входе ЛУ таковы, что на протяжении фокусирующего канала огибающая пучка постоянна или является периодической функцией; согласованным пучкам соответствует оптимальная фокусировка. Если плотность пространственного заряда пренебрежимо мала, то максимальные размеры согласованного пучка в данном фокусирующем канале определяются только его фазовым объемом. Мерой фазового объема пучка обычно принимают величину, пропорциональную площади проекции шестимерного объема на каждую из поперечных фазовых плоскостей, например, $x, p_x/m_0c$:

$$V_{\pi} = \frac{1}{\pi m_0 c} \int dx dp_x. \quad (1)$$

Эта величина называется нормализованным эмиттансом пучка и не зависит от энергии частиц. В простейшем случае, когда фокусирующие силы линейны, эмиттанс пучка, согласованного с фокусирующим каналом, охватывается эллипсом; при этом нормализованный эмиттанс равен произведению полуосей эллипса на плоскости смещение — приведенный импульс

$$V_{\pi} = \frac{\gamma}{c} \omega_r R^2, \quad (2)$$

где R — текущий радиус огибающей, ω_r — текущая частота поперечных колебаний. В общем случае эмиттанс пучка охватывается граничной кривой, отличной от эллипса. Нормализованный эмиттанс определяют тогда как площадь, занятую представляющими точками пучка на плоскости смещение — приведенный импульс, деленную на π . Чтобы подчеркнуть это обстоятельство, в литературе часто к численной величине нормализованного эмиттанса добавляют в явном виде множитель π . Ниже множитель π при величине нормализованного эмиттанса опущен.

В канале со знакопеременной фокусировкой частота поперечных колебаний является периодической функцией с периодом фокусирующей структуры. Максимально возможная величина нормализованного эмиттанса пучка, проходящего без потерь через данный канал, называется пропускной способностью канала или его нормализованным аксептансом

$$V_{\kappa} = \frac{\gamma}{c} \omega_{r,m} a^2; \quad (3)$$

a^2 — радиус апертурного отверстия; $\omega_{r,m}$ — минимальная мгновенная частота поперечных колебаний, определяемая знакопеременными фокусирующими силами. Пучок проходит через канал ЛУ без потерь, если выполняется условие $V_{\pi} \leq V_{\kappa}$. Поскольку пропускная способность канала ЛУ ограничена техническими возможностями сверху, а фазовый объем пучка при данном токе ограничен снизу, то последнее условие оказывается важнейшим фактором, ограничивающим интенсивность пучка.

б) Влияние собственного поля пучка

Из-за эффекта автофазировки пучок в высокочастотном ускоряющем поле распадается на сгустки. Максимальное мгновенное значение тока в сгустке называют пиковым током сгустка $J_{\text{пик}}$. Средний ток пучка J

связан с пиковым током сгустка соотношением

$$J = BJ_{\text{пик}},$$

где B — по определению — коэффициент группировки, зависящий в основном от равновесной фазы и темпа ускорения. Если ускоритель работает в импульсном режиме, то J есть ток, средний по импульсу. Через пиковый ток сгустка при заданном распределении заряда может быть выражен полный заряд сгустка. Таким образом, пиковый ток определяет эффекты, связанные с собственным полем пучка. От пикового тока сгустка в общем случае зависит коэффициент группировки. Однако эта зависимость относительно слаба ³¹.

Отношение пикового тока сгустка к нормализованному эмиттансу пучка называют фазовой плотностью тока пучка ³¹

$$j = \frac{J_{\text{пик}}}{V_{\text{п}}}.$$

В общем случае, когда фазовая плотность непостоянна, имеем локальные значения плотности $j = dJ_{\text{пик}}/dV_{\text{п}}$. Если j не очень велико, то максимальный средний ток пучка есть

$$J_{\text{max}} = jV_{\text{к}}B. \quad (4)$$

При заданной частоте ускоряющего поля пропускная способность канала не может варьироваться в широких пределах. Поэтому при создании инжекторов основная работа по повышению тока пучка сосредоточилась вокруг увеличения фазовой плотности пучка на входе ЛУ. Простейшим из использованных путей был метод предварительной группировки пучка (банчирование). Но главная проблема была связана с исследованием нестационарных фазовых распределений между ионным источником и ЛУ. Экспериментальная работа по улучшению ионной оптики форинжекторов и модернизация каналов между форинжектором и ЛУ позволили существенно увеличить фазовую плотность пучка на входе ЛУ. Фазовая плотность негруппированных протонных пучков была поднята с 250—300 мА/см·мрад в 1966 г. до 600—700 мА/см·мрад в 1971—1972 гг. Это дало возможность увеличить импульсный ток пучка на выходе ЛУ до величин порядка 200 мА. В настоящее время фазовая плотность негруппированных протонных пучков достигает значений 1—2 А/см·мрад.

Если поперечное кулоновское расталкивание существенно влияет на движение частиц, то максимальный размер пучка в фокусирующем канале больше величины

$$R_c^0 = \sqrt{\frac{cV_{\text{п}}}{\gamma\omega_{r,m}}} \quad (5)$$

определяемой его фазовым объемом. Для оценки влияния поперечного кулоновского расталкивания на динамику частиц рассматривались самосогласованные (в смысле Власова) собственные поля пучка. Можно показать, что размеры пучка в данном фокусирующем канале слабо зависят от вида функции распределения фазовой плотности. Наиболее удобным оказалось распределение, аналогичное микроканоническому ⁷⁹. Это фазовое распределение отвечает пучкам с равномерным распределением плотности пространственного заряда в любом поперечном сечении и дает наиболее простые аналитические зависимости между основными параметрами пучка и канала ³¹. Введем параметр

$$j_0 = \frac{\Omega_r^0}{c} \beta \gamma^2 J_0, \quad (6)$$

имеющий размерность фазовой плотности тока пучка; здесь Ω_r^0 — средняя частота поперечных колебаний частиц в пучке с пренебрежимо малой

интенсивностью; J_0 — характеристический ток ионного пучка

$$J_0 = 4\pi\epsilon_0 \frac{m_0 c^3}{e}. \quad (7)$$

Максимальный размер согласованного пучка следующим образом связан с фазовой плотностью тока

$$R_c = R_c^0 \sqrt{h + \sqrt{h^2 + 1}}, \quad (8)$$

где $h = j/j_0$. Параметр j_0 является критерием, характеризующим влияние собственного поля пучка на динамику частиц. При $j \ll j_0$ собственным полем пучка можно пренебречь. При $j \gg j_0$ размеры пучка в основном определяются током пучка и практически не зависят от фазового объема пучка. Пространственный заряд пучка при данных значениях аксептанса и частоты поперечных колебаний больше всего влияет на фокусировку частиц при низких энергиях, пока параметр j_0 мал.

Максимальный размер пучка (8) не должен превышать радиуса апертуры. Отсюда получаем выражения для предельно допустимого среднего тока пучка. При заданном эмиттансе пучка на входе ЛУ

$$J_{\max} = \frac{1}{2} j_0 V_{\kappa B} \left[1 - \left(\frac{V_{\text{п}}}{V_{\kappa}} \right)^2 \right]; \quad (9a)$$

если задана фазовая плотность тока, то предельно допустимый средний ток пучка есть

$$J_{\max} = j_0 V_{\kappa B} \frac{h}{\sqrt{1 + h^2 + h}}. \quad (9b)$$

Предельный ток пучка монотонно растет с увеличением пропускной способности канала и с увеличением фазовой плотности тока инжекции. Если фазовая плотность мала ($j \ll j_0$), то ограничение интенсивности пучка определяется при заданной фазовой плотности величиной максимально допустимого эмиттанса пучка, пропускаемого каналом; при $j \ll j_0$ из формулы (9b) следует выражение (4). Предельный ток достигает наибольшего значения при $j \gg j_0$ и асимптотически стремится при $j \rightarrow \infty$ к величине

$$J_{\max}^{\infty} = \frac{1}{2} j_0 V_{\kappa B}. \quad (10)$$

Фазовая плотность тока является важнейшим параметром ионного источника и оптики между источником и ЛУ. При энергии протонов 700 кэВ линейному ускорителю на волне $\lambda = 2$ м соответствует приблизительно $j_0 \approx 3$ А/см·мрад; поскольку на начальном этапе развития ЛУ фазовая плотность тока в источниках протонов не превышала 6—10 мА/см·мрад, то повышение интенсивности ускоренного пучка в основном определялось работами по усовершенствованию ионных источников. Наиболее перспективным типом ионного источника для протонных ЛУ оказался дуоплазматрон, развитию которого было уделено большое внимание. К настоящему времени, как уже отмечалось выше, фазовая плотность тока инжекции поднята на два порядка.

Основным путем существенного повышения пропускной способности ЛУ является увеличение длины волны ускоряющего поля, позволяющее расширять апертуру канала. Указанный путь эффективен, если градиент фокусирующего поля ограничен максимальной индукцией у полюсов магнитных квадруполов или электрической прочностью высокочастотных квадруполов. В этом случае пропускную способность можно увеличивать пропорционально квадрату длины волны ускоряющего поля. Однако в ЛУ непрерывного действия с электромагнитными квадруполями пропускная способность обычно ограничивается мощностью рассеяния в линзах, так как последняя пропорциональна 4-й степени апертуры; увеличе-

ние длины волны оказывается значительно менее эффективным, хотя и остается основным путем увеличения аксептанса.

С увеличением энергии инжекции максимально возможная пропускная способность магнитных квадрупольных каналов растет пропорционально квадратному корню из энергии инжекции. В электрических квадрупольных каналах пропускная способность от энергии инжекции практически не зависит. Эта особенность различных каналов связана, как легко видеть, с тем, что жесткость магнитного канала определяется силой Лоренца, а жесткость электрического канала от скорости частиц не зависит. Зависимость предельного тока от энергии инжекции при $j \ll j_0$ (4) такова же, как и зависимость пропускной способности. Отсюда видно, что при низких скоростях частиц магнитная квадрупольная фокусировка оказывается невыгодной. Это, в частности, определило интерес к фокусировке пучков в ЛУ электрическими силами. В качестве электрических фокусирующих сил могут быть использованы поперечные компоненты высокочастотного ускоряющего поля, если отказаться от аксиальной симметрии поля. Впервые подобную идею высказал В. В. Владимирский³². Градиент фокусирующего электрического поля может периодически менять знак в пространстве (вдоль оси ускорителя) или во времени. С ростом фазовой плотности зависимость предельного тока от энергии инжекции усиливается. Так как, согласно (6), $j_0 \sim \sqrt{W_{\text{инж}}}$, то в магнитных квадрупольных каналах $J^\infty \sim W_{\text{инж}}$, а в системе электрических квадрупольных имеем $J^\infty \sim \sqrt{W_{\text{инж}}}$. Таким образом, энергия инжекции в сильноточных ЛУ с магнитными квадрупольными каналами должна быть достаточно велика, что создает определение трудности при проектировании и эксплуатации ЛУ. Энергия частиц на входе сильноточных ЛУ — инжекторов при $\lambda = 1,5-2$ м обычно берется равной 700—750 кэВ.

Как можно показать, предел тока, обусловленный продольным кулоновским расталкиванием, приблизительно пропорционален кубу равновесной фазы. В ускорителе с квадрупольной фокусировкой абсолютная величина равновесной фазы может быть получена настолько большой, чтобы эффект продольного расталкивания не ограничивал тока пучка. Продольное расталкивание может играть заметную роль в некоторых высокочастотных фокусирующих системах, где трудно получить сгустки достаточно большой длительности, как например, в системе с фазопеременной фокусировкой.

в) Эффект расширения фазового объема пучка в процессе ускорения

До сих пор мы предполагали, что фазовый объем пучка в четырехмерном фазовом пространстве поперечных колебаний ограничен. Если выполнены условия теоремы Лиувилля, т. е. отсутствуют диссипативные силы и в фазовом пространстве справедливо уравнение непрерывности, то четырехмерный фазовый объем в процессе ускорения должен сохраняться неизменным. При отсутствии связи между поперечными степенями свободы должен сохраняться эмиттанс пучка на фазовой плоскости. Однако реально имеет место необратимое возрастание нормализованного эмиттанса пучка в процессе ускорения. Возрастание эмиттанса приводит к потерям частиц на стенках ускоряющей системы. Этих потерь трудно избежать даже в том случае, когда в ускорителе создан определенный запас по величине аксептанса.

Возрастание нормализованного эмиттанса в ЛУ не противоречит теореме Лиувилля, так как связано либо с нарушением условия непрерыв-

ности потока, либо с такими необратимыми изменениями формы эмиттанса, которые проявляются практически как увеличение его размеров. Утрированной аналогией последнего эффекта является сворачивание отрезка прямой линии в спираль.

Наиболее существенный рост нормализованного эмиттанса имеет место в области низких энергий и определяется в основном связью между поперечными и продольными колебаниями частиц. В процессе дальнейшего ускорения рост нормализованного эмиттанса вызывается главным образом стохастическими возмущениями пучка в фокусирующем канале при нелинейности поперечных сил; этот рост происходит относительно медленно, но неограниченно, так что пучок стремится занять весь предоставленный ему аксептанс ускорителя. В общем случае темп расширения поперечного фазового объема зависит от конструкции и параметров фокусирующей и ускоряющей систем. Измерения пучка ЛУ в различных научных центрах показывают, что рост нормализованного эмиттанса происходит в основном за счет «ореола» фазового объема; фазовая плотность тока в ядре эмиттанса снижается мало. Интенсивность пучка слабо влияет на эффект расширения фазового объема. По данным ЦЕРН минимально достижимый эмиттанс на выходе ЛУ пропорционален току пучка в степени $1/3$ или $1/2$ ³³. В экспериментах ИТЭФ при импульсном токе пучка на выходе ЛУ выше 100 мА не удалось обнаружить зависимости выходного эмиттанса от интенсивности³⁴. Однако при ускорении интенсивного непрерывного пучка расширение «ореола» даже при относительно малой плотности в ореоле представляет большую опасность, связанную со значительным облучением конструкционных материалов ЛУ.

Единой теории расширения фазового объема пучка в ЛУ пока не существует. Различным аспектам проблемы посвящена обширная литература³⁵⁻⁴⁰. Существует большое число факторов, влияющих на эффект расширения фазового объема ускоряемого пучка, и роль этих факторов в отдельных ускорителях не одинакова. Ниже обсуждаются некоторые общие закономерности.

Точное согласование пучка с фокусирующим каналом принципиально возможно только в отсутствие ускоряющих полей. В ЛУ может быть согласован только коллектив равновесных частиц. Выберем для простоты координаты фазовой плоскости так, чтобы траектории движения равновесных частиц в гармоническом приближении представляли собой окружности. Эмиттанс, занимаемый равновесными частицами, является на этой плоскости кругом. Если фазовые траектории не искажаются по форме, то круговой эмиттанс вращается, не претерпевая изменений. Предположим, что круговой эмиттанс на входе ЛУ заключает представляющие точки всех неравновесных частиц пучка на входе. Неравновесные частицы движутся по незамкнутым фазовым траекториям с фазовой скоростью, отличной от фазовой скорости вращения равновесных частиц. Траектория неравновесной частицы зависит как от начальных значений поперечных переменных, так и от начальной фазы частицы относительно высокочастотного поля. Фазовые траектории неравновесных частиц начинаются на общей круговой площади, занятой всеми представляющими точками пучка на входе ускорителя, однако максимальное удаление многих частиц от начала координат превышает радиус начальной окружности, что и приводит к значительному росту фазового объема. На рис. 1 схематично показан эффект «замазывания» эмиттанса пучка, обусловленный связью поперечных и продольных колебаний. Сплошная окружность охватывает фазовые траектории частиц с равновесной фазой и, следовательно, является границей эмиттанса «согласованного» пучка на входе ЛУ. Представляющие точки всех неравновесных частиц в дальнейшем движутся по различ-

ным эллиптическим траекториям, относительно медленно деформирующимся. Штриховая окружность охватывает все траектории неравновесных частиц и является границей возросшего эмиттанса пучка. К такому же характеру роста эмиттанса приводят и связи между поперечными степенями свободы, вызванные нелинейностью внешних полей или нелинейностью кулоновских сил; однако последние эффекты существенно слабее. Аналитическая оценка дает в первом приближении следующее выражение для радиуса круга, покрытого траекториями всех неравновесных частиц ⁴¹:

$$R_1 \approx R_0 \left(1 + \frac{\Phi}{|\operatorname{tg} \varphi_s|} \frac{\Omega^2}{4\Omega_{r,s}^2 - \Omega^2} \right), \quad (11)$$

где R_0 — радиус круга, соответствующего эмиттансу пучка на входе ЛУ; Φ — максимальная амплитуда фазовых колебаний; Ω — частота фазовых колебаний; $\Omega_{r,s}$ — средняя частота поперечных колебаний равновесной частицы. Рост фазового объема, вызванный связью между степенями свободы, как видно из выражения (11), ограничен. Основное «замазывание» эмиттанса происходит в начальной части ЛУ, так как амплитуда и частота фазовых колебаний затухают. Расширение нормализованного эмиттанса тем значительней, чем больше времени частицы остаются вблизи полосы основного параметрического резонанса. Однако и в тех случаях, когда на входе ускорителя $\Omega_{r,s} \geq \Omega$, рост эмиттанса весьма велик. Отметим, что оценка по формуле (11) удовлетворительно совпадает с результатами машинного расчета ^{38,42}. В процессе дальнейшего ускорения пучок в первом приближении оказывается согласованным с каналом, но при соответствующем более высоком значении нормализованного эмиттанса. После этого основную роль уже играют рассогласования пучка на случайных погрешностях канала.

Случайные погрешности фокусирующего канала приводят к стохастическим смещениям эмиттанса от начала координат и отклонению его формы от круговой. Эффективный эмиттанс пучка, т. е. площадь на фазовой плоскости, в пределах которой в различные моменты времени могут оказываться представляющие точки частиц, возрастает. Соответственно возрастают амплитуды поперечных колебаний частиц. Однако, если частоты колебаний всех частиц одинаковы, то возрастание эффективного эмиттанса не сопровождается увеличением реального фазового объема пучка. Следовательно, существует принципиальная возможность подавлять рост амплитуд поперечных колебаний средствами автоматического регулирования с использованием обратных связей. Однако, если имеет место дисперсия частот, так что $d\mu/dA \neq 0$, где μ — набег фазы поперечных колебаний на периоде фокусировки, A — средняя по периоду амплитуда поперечных колебаний, то эффективный эмиттанс будет замазываться и реальный нормализованный эмиттанс — соответственно расти (рис. 2). Заштрихованная область на рис. 2 схематично соответствует приросту эмиттанса, определенному частотной дисперсией. Когерентные возмущения пучка в первом приближении приводят к возрастанию нормализованного

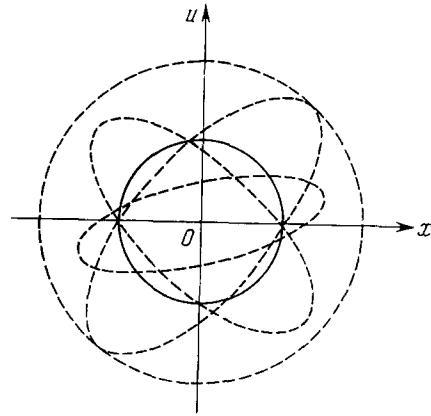


Рис. 1. Фазовая плоскость поперечных колебаний неравновесных частиц.

эммитанса со скоростью

$$\frac{dY_{\Pi}}{dt} \approx \frac{2\gamma}{c} \omega_{r,m} R \langle \delta A \rangle^{4/3} \left(\frac{1}{2\pi} \frac{d\mu}{dA} \right)^{1/3}; \quad (12)$$

здесь $\langle \delta A \rangle$ — среднеквадратичное значение возмущения амплитуды на одном периоде фокусирующей структуры; τ — число периодов структуры. Средняя фазовая плотность на периферии возрастающего эммитанса, обусловленная нелинейным замазыванием площади, существенно меньше, чем в центральной части эммитанса. Периферийная плотность уменьшается по мере роста радиуса. Поэтому, как и в случае связи между степенями свободы, в основном увеличивается ореол пучка; однако в данном случае рост ореола пучка неограничен.

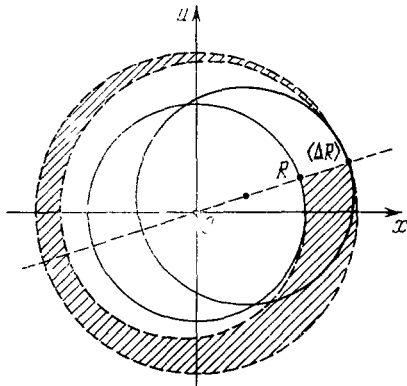


Рис. 2. Схема «замазывания» эффективного эммитанса при наличии частотной дисперсии.

Частотная дисперсия, связанная с неравномерным распределением плотности пространственного заряда по сечению пучка, приводит к заполнению частицами эффективного фазового объема пучка при наличии пара метрических возмущений. Вклад этого эффекта относительно невелик.

Численные оценки по формулам (11), (12) показывают, что в ускорителе Альвареца — Блюэтта при $\lambda = 1,5-2$ м нормализованный эммитанс пучка, согласованного по равновесным частицам, возрастает в первых секциях ЛУ (0,7—10 МэВ) примерно в 1,5—2 раза, а в

дальнейшем при обычных допусках расширяется приблизительно со скоростью 0,01—0,02 см·град/период. Эффект расширения фазового объема приводит к тому, что реальный аксептанс ЛУ оказывается существенно меньше его расчетного аксептанса. Снижение потерь может быть достигнуто соответствующим уменьшением эммитанса пучка. Для этой цели, в частности, предложены эммитансные фильтры⁴³, представляющие собой, по существу, коллиматоры, ограничивающие фазовый объем. Может оказаться эффективным электронное охлаждение пучка ионов на входе ЛУ⁴⁴. Значительное увеличение средней интенсивности пучка ЛУ практически может быть достигнуто только при условии подавления эффекта расширения фазового объема. Снижение эффекта возможно: при уменьшении влияния разброса частиц по фазам на дефокусировку пучка в ускоряющей волне; подавлении других возможных связей между степенями свободы; обеспечении начала ускорения на высоких порядках полос параметрического резонанса; дальнейшем ужесточении допусков на случайные погрешности и возможно более полном снижении грубых локальных возмущений; улучшении линейности фокусирующего и ускоряющего полей.

г) Затраты высокочастотной энергии на ускорение пучка

Ускорение пучка требует вложения высокочастотной энергии как в ускоряющее поле, так и в пучок. В импульсных ЛУ частицы обычно ускоряются за счет ВЧ энергии, накопленной в поле. Для обеспечения такого режима резонаторы импульсного ЛУ должны обладать высокой добротностью. Так, цилиндрические резонаторы с трубками дрейфа, возбуждаемые на волне типа E_{010} (ускоритель Альвареца), имеют добротность

порядка 10^5 . За время импульса ионного тока уровень поля в ускоряющих резонаторах снижается, однако его величина остается выше порогового уровня, обеспечивающего резонансное ускорение. В ряде импульсных ЛУ с целью улучшения энергетического спектра пучка или при невозможности обеспечения достаточно высокой добротности введена частичная компенсация затрат на ускорение. В ускорителях с постоянным током пучка режим ускорения за счет энергии, накопленной в поле, в принципе невозможен; ВЧ энергия, затрачиваемая на ускорение пучка и на компенсацию активных потерь, должна поступать в резонаторы непрерывно. Добротность резонаторов в машине непрерывного действия не играет существенной роли. Основной энергетической характеристикой ускоряющей системы ЛУ непрерывного действия является только шунт-импеданс, определяющий зависимость погонных активных потерь ВЧ мощности от среднего поля в резонаторе. Непрерывное потребление энергии в сильноточных ЛУ требует создания систем ВЧ питания с большой средней мощностью. Так, ЛУ с энергией пучка 1 ГэВ и током 300 мА будет потреблять около 500 МВт непрерывной мощности. Это весьма остро ставит вопросы утилизации больших мощностей в ЛУ.

3. ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ СООРУЖЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

В проектах большинства установок, требующих интенсивных ионных пучков со средним током 100–200 мА, предлагается сооружение линейных ускорителей [4–6, 8, 9, 15, 45–47]. Рассчитанные выше физические эффекты приводят к ряду очень трудных технических проблем. Эти проблемы можно разбить на три группы.

К первой группе проблем относится создание электростатических инжекторов, обеспечивающих возможность формирования в ЛУ пучка необходимой интенсивности.

Вторая группа проблем связана с радиационной стойкостью материалов ускорителя, временем жизни ускорителя и с вопросами его обслуживания.

К третьей группе относится ввод в ускоряющую систему большой средней ВЧ мощности и организация теплоотвода.

Подобные проблемы встают и для сильноточных циклических ускорителей. В линейных ускорителях последние две группы проблем решаются относительно проще, так как в ЛУ может быть создан распределенный ввод ВЧ мощности, затрачиваемой на ускорение пучка; активные потери ВЧ мощности в меди могут быть распределены по большой площади, что позволяет снизить удельное рассеяние тепла. Плотность излучения, связанная с наведенной радиоактивностью, существенно снижается. Обычный недостаток ЛУ — значительная стоимость сооружения и эксплуатации системы ВЧ питания — при непрерывных пучках высокой интенсивности ощущается меньше, поскольку мощность ВЧ системы непрерывного ускорителя определяется в основном не потерями в меди, а затратами на ускорение пучка.

Разработке ионных источников непрерывного действия в настоящее время уделяется большое внимание. Уже накоплен опыт создания источников протонов и дейтронов с током 150–200 мА [48–50]. Хотя измерения эмиттанса непрерывного сильноточного пучка представляют большие трудности, литературные данные позволяют сделать предварительное заключение о возможности формирования на входе ЛУ пучка с нормализованным эмиттансом около 0,2 см·мрад при фазовой плотности тока порядка 1 А/см·мрад. Однако в связи с высокими энергиями инжекции

(до 750 кэВ) и большими токами возникают сложные и пока не разрешенные проблемы обеспечения достаточной электрической прочности электростатических трубок, ускоряющих непрерывный пучок⁵¹. Причина потери электрической прочности, по-видимому, заключается в следующем⁵²: пучок частиц ионизирует атомы остаточного газа в электростатической трубке; свободные электроны ускоряются в направлении, обратном движению ионов, и генерируют мощное рентгеновское излучение, которое из-за внешнего фотоэффекта вызывает появление зарядов и весьма больших перепадов потенциала на керамической поверхности трубки. В электростатическом инжекторе возникает также трудность, связанная с необходимостью передачи значительной постоянной мощности в устройства, находящиеся под высоким потенциалом. Перспективным путем преодоления этих трудностей является разработка высокочастотных ускоряющих систем, которые позволили бы существенно снизить энергию и ток инжекции при сохранении высокого предельного значения тока пучка в ЛУ.

Накопление рассеянных частиц в ореоле пучка приводит к активации ускорителя. Измерения наведенной гамма-активности вблизи ряда протонных ЛУ позволили оценить показатель, характеризующий погонные потери частиц^{53,54}

$$n = \frac{1}{J} \frac{dJ}{dl} \approx 10^{-4} - 10^{-5} \text{ м}^{-1}.$$

При токе непрерывного пучка 100 мА и показателе $n = 10^{-5}$ погонные потери достигают величины $dJ/dl \approx 1$ мкА/м. Вопросы радиационной чистоты сильноточных ЛУ изучались в связи с проектированием ускорителя для мезонной фабрики⁴³. Как предполагается, периодическое кратковременное обслуживание ускорителя персоналом возможно при уровне наведенной радиоактивности вблизи ускорителя не более 50 мр/час, что приблизительно соответствует для протонного ускорителя с энергией частиц 30 МэВ погонным потерям 50 нА/м, а для ускорителя с энергией частиц 1 ГэВ погонные потери не должны превышать 0,5 нА/м. При среднем токе пучка 100 мА эти величины отвечают показателям потерь $n \approx 5 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-9}$ 1/м. Такие величины показателя потерь при реальных значениях акцептанса ЛУ в настоящее время, по-видимому, недостижимы. Поэтому линейные ускорители с непрерывным током пучка 100 мА и более требуют создания системы дистанционного манипулирования.

Для оценки времени жизни ускорителя рассмотрим ЛУ дейтронов на энергию 30 МэВ и ток 100 мА. Плотность эквивалентного потока нейтронов во внутренних стенках ускорителя при оговоренных параметрах пучка приблизительно составляет $\nu \approx 10^{18}$ нейтрон/(см² год·мкА/м)⁵⁵. Предельно допустимый интегральный поток для медных изделий можно принять равным $N_{\text{tot}} = 10^{20}$ нейтрон/см²⁵⁶. Отсюда получаем оценку времени жизни трубок дрейфа

$$\Delta t = \frac{N_{\text{tot}}}{\nu(dJ/dl)} \sim 100 \text{ лет.}$$

Поскольку величины N_{tot} и ν ориентировочны, то желательно предусмотреть в конструкции ускорителя возможность дистанционной смены трубок дрейфа или смены последовательных коллиматоров, ограничивающих ореол эмиттанса. Предлагается модульная конструкция ускоряющей структуры, облегчающая замену групп трубок дрейфа⁵⁷.

Каковы же пути упрощения задач, связанных с реализацией сильноточных ЛУ? Рассмотрим возможные схемы ЛУ до энергий порядка 30 МэВ. В этом диапазоне лежат основные трудности и для ускорителей на более высокие энергии, так как с ростом энергии частиц упрощается

фокусировка, снижается влияние собственного поля пучка и уменьшается скорость расширения нормализованного эмиттанта.

Для секций на энергии ниже 100—150 МэВ в настоящее время существует ряд ускоряющих и фокусирующих систем, каждая из которых имеет свою наиболее подходящую область применения. Использование в основной части ЛУ того или иного типа высокочастотной фокусировки дало бы большие преимущества, связанные с отсутствием в трубках дрейфа электромагнитных квадрупольных линз. В ЛУ с высокочастотной фокусировкой удобно использовать малогабаритные резонаторы, возбуждаемые на продольной магнитной волне. Однако ускоряющие структуры с ВЧ фокусировкой требуют относительно высокого темпа ускорения. Оценки показывают, что на сегодняшний день лучшим типом сильноточного линейного ускорителя остается ускоритель Альвареца, в котором источники ускоряющих и фокусирующих сил разделены. В таком ускорителе можно отдельно оптимизировать режимы ускорения и фокусировки, что особенно ценно для ускорителей с непрерывным интенсивным пучком. В частности, возможность снижения темпа ускорения без ухудшения фокусировки позволяет уменьшить полные активные потери ВЧ мощности и существенно упростить теплоотвод, так как при прочих равных условиях полные потери пропорциональны темпу ускорения, а погонные потери ВЧ мощности пропорциональны квадрату темпа ускорения.

Отметим, что стоимость ускоряющей системы ЛУ составляет примерно 25 % от полной стоимости ускорителя, включающего кроме самой ускоряющей системы также здание и обслуживающее технологическое оборудование (ВЧ питание, электропитание, системы электроники, вакуумные агрегаты и пр.). Поскольку стоимость сильноточного ускорителя и стоимость мишени, взаимодействующей с ускоренным пучком, приблизительно одинаковы, то оказывается, что на долю стоимости ускоряющей системы приходится 10—12 % от стоимости всей установки. Таким образом, при выборе структурной схемы ускорителя стоимость ускоряющей системы не является определяющим фактором. Значительно важнее эксплуатационная надежность установки. На сегодняшний день именно система Альвареца является в этом отношении лучшей, так как она многократно исследовалась и совершенствовалась в большом числе действующих импульсных ЛУ.

Однако ускоритель Альвареца в его классическом виде обладает и существенными недостатками. Задача увеличения площади теплосъема и получения достаточно больших величин аксептанса привела в проектах, целиком основанных на структуре Альвареца^{5,46}, к выбору длины волны ускоряющего поля 5—6 м вместо обычно используемых в импульсных ЛУ длин волн 1,5—2 м; это требует создания громоздких резонаторов диаметром 3,5—4 м и трубок дрейфа с диаметром до 70 см. Для обеспечения необходимых значений тока ускоренных частиц в большинстве проектов принята энергия инжекции около 700 кэВ; при формировании интенсивных непрерывных пучков указанная энергия инжекции вызывает большие технологические трудности, отмеченные выше. Относительно низкий коэффициент захвата усложняет систему предварительной группировки пучка. Серьезной проблемой является радиационный износ изоляции в электромагнитных квадрупольных линзах, так как предельный интегральный поток нейтронов в широко используемых изоляционных материалах на четыре порядка ниже, чем в чистых металлах и сплавах. В ускорителе мезонной фабрики вместо эпоксидных смол и тканей применяют минеральную изоляцию, в частности окись магния⁵⁸. Однако вопрос о возможности использования минеральной изоляции в сильноточных ЛУ с непрерывным пучком остается, по-видимому, пока открытым.

Проблемы сооружения сильноточных ЛУ могут быть в значительной мере упрощены, если между электростатическим инжектором и основной частью ускорителя, представляющего собой систему Альвареца, установить секцию с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. ниже рассматривается схема, при которой секция с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой возбуждается на вдвое более Низкой частоте ускоряющего поля, чем последующие резонаторы Альвареца. Квадрупольную фокусировку в основной части ускорителя предпочтительнее осуществлять с помощью магнитно-твердых линз; возможен вариант с использованием электромагнитных линз при условии, что будут найдены изоляционные материалы, обладающие необходимой радиационной устойчивостью.

4. УСКОРЯЮЩАЯ СИСТЕМА С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Пространственно-однородная квадрупольная фокусировка впервые описана в работах ^{28, 59}. В настоящее время разработка ускорителей с пространственно-однородной фокусировкой ведется в ряде научных центров СССР и США ⁶⁰⁻⁶⁷.

Основным элементом ускорителя является четырехпроводная высокочастотная линия, создающая в приосевой области квадрупольное распределение потенциала (рис. 3). Поскольку к электродам линии приложено переменное напряжение, то частицы при своем движении вдоль оси последовательно испытывают действие поперечных полей с чередующимися знаками градиента, что приводит к появлению эффекта квадрупольной фокусировки. В четырехпроводной линии возникает продольная ускоряющая компонента электрического поля, если расстояние между противоположными электродами одной полярности периодически изменяется вдоль оси. Пространственный период изменения расстояния между электродами должен быть равен

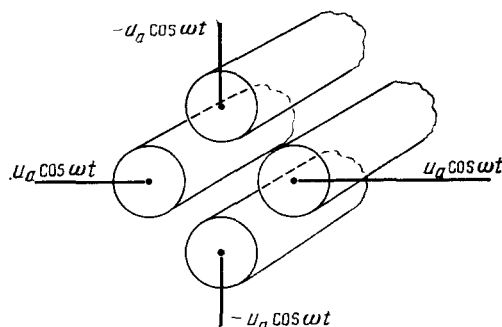


Рис. 3. Четырехпроводная линия с квадрупольной симметрией.

пути, который пролетает равновесная частица за период высокой частоты, а фазы изменения расстояний в перпендикулярных плоскостях сдвинуты на полпериода. При этом появляется резонансный ускоряющий эффект.

Распределение потенциала в приосевой области в общем случае имеет вид

$$U(r, \psi, z, t) = [A_0 r^2 \cos 2\psi + A_{01} J_0(kr) \sin kz + \dots] \cos(\omega t + \varphi), \quad (13)$$

где $k = 2\pi/\beta\lambda$, ω — частота ускоряющего поля. В выражении (13) приведены только основные члены, определяющие эффекты фокусировки и ускорения. Остальные члены ряда (13) связаны с побочными явлениями, в частности — с различными нелинейными эффектами. Сумма первых двух членов ряда (13) соответствует идеальному полю, которое в принципе может быть получено, если поверхности электродов совпадают с соответствующими эквипотенциалами этого поля ²⁸. На каждом периоде ускоре-

ния $L = \beta\lambda/2$ частицы получают прирост энергии

$$\Delta W = eU_L T \cos \varphi; \tag{14}$$

здесь U_L — амплитудная разность потенциалов между смежными электродами; φ — фаза ВЧ поля в момент времени, когда частица находится в сечении с точной квадрупольной симметрией; T — коэффициент пролетного времени, определяющий эффективность ускорения. В идеальном поле ²⁸

$$T = \frac{\pi}{4} \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)}, \tag{15}$$

m — отношение максимального расстояния от оси до электрода к минимальному; a — минимальное расстояние от оси до электрода. Поперечные колебания частиц в идеальном поле при малых парциальных приростах энергии (14) описываются уравнением со знакопеременным периодическим коэффициентом ⁶⁴

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2 \left(K^2 \cos \omega t + \frac{1}{2} \gamma_0\right) x = 0, \tag{16}$$

где γ_0 — фактор дефокусировки частиц в ускоряющем поле ^{31,68}

$$\gamma_0 = -\frac{\pi e U_L T}{2 W_s} \sin \varphi,$$

W_s — текущая энергия равновесной частицы; K — жесткость фокусировки:

$$K^2 = \kappa \frac{e U_L}{\mathcal{E}_0} \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2;$$

\mathcal{E}_0 — энергия покоя частицы; κ — эффективность фокусировки в модулированной четырехпроводной линии

$$\kappa = 1 - \frac{4T}{\pi} I_0(ka). \tag{17}$$

Распределение потенциала в реальной четырехпроводной линии определяют численными методами. Формулы (15), (17) дают вполне удовлетво-

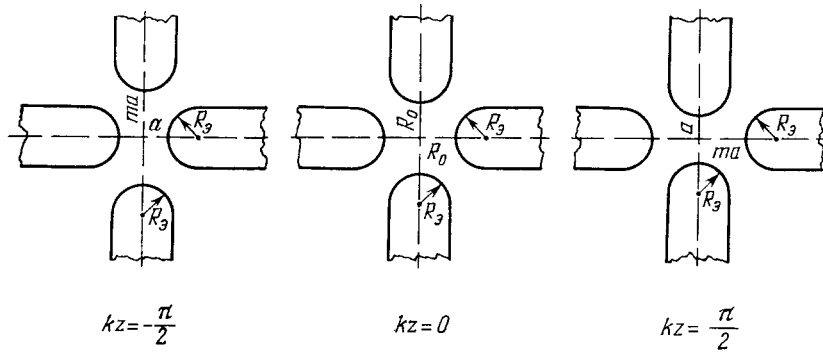


Рис. 4. Поперечные сечения модулированных электродов в ускоряющей структуре с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой.

рительное приближение к коэффициенту пролетного времени и эффективности фокусировки для электродов относительно простой и удобной формы. Эта форма соответствует в каждом поперечном сечении полосе шириной $2R_0$, ограниченной полукругом с постоянным по всей длине радиу-

сом R , (рис. 4). Расстояния от оси до электродов меняются по синусоиде

$$\begin{aligned} x &= R_0 \left(1 + \frac{m-1}{m+1} \sin kz \right), \\ y &= R_0 \left(1 - \frac{m-1}{m+1} \sin kz \right), \end{aligned} \quad (18)$$

причем $R_0 \approx R_3$.

Апертура четырехпроводной линии, в случае (18) равная

$$a = \frac{2}{m+1} R_0,$$

ограничивает пропускную способность канала (3). Минимальная мгновенная частота поперечных колебаний определяется уравнением (16); в «гладком» приближении ³¹

$$\omega_{r,ч} = \frac{\omega}{\pi \sqrt{2}} \left(1 + \frac{K^2}{\pi^2} \right)^{-2} \sqrt{\left(\frac{K^2}{\pi^2} \right)^2 - \gamma_0}. \quad (19)$$

В системе с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой отсутствует пространственная модуляция огибающей пучка, характерная

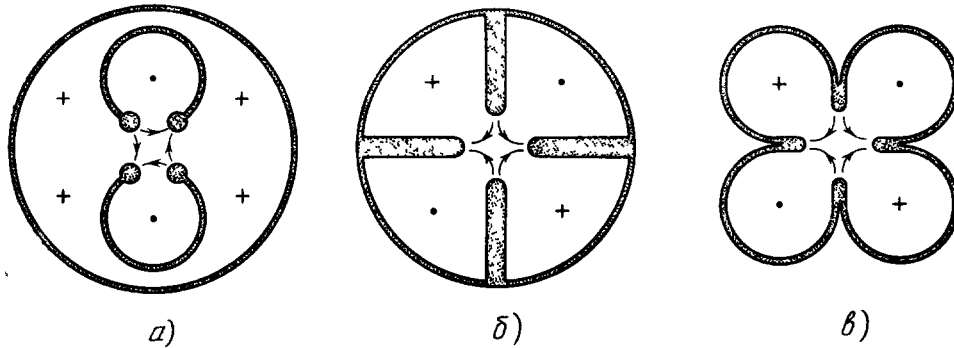


Рис. 5. Поперечные сечения объемных резонаторов для ускоряющих структур с пространственно-однородной фокусировкой. В резонаторах возбуждается продольное магнитное поле. а) Двойной H -резонатор; б, в) различные типы четырехкамерных резонаторов.

для периодической структуры с квадрупольными линзами; пучок испытывает постоянные вдоль длины пульсации во времени ⁶¹. Согласование такого пучка с пространственно-периодической фокусирующей структурой в общем случае требует специальных высокочастотных устройств. Однако адиабатическое сжатие сгустков в процессе ускорения ^{31, 68} позволяет использовать обычное статическое согласование, так как на входе резонатора Альвареца фазовая протяженность сгустков уже достаточно мала.

Питание четырехпроводной линии может быть осуществлено в резонаторе с продольным магнитным полем. Различные типы резонаторов с квадрупольной модой волны изображены на рис. 5: двойной H -резонатор ⁶⁹ (рис. 5, а) и два типа четырехкамерного резонатора — секторный ^{28, 64} (рис. 5, б) и типа «клеверного листа» ⁶⁵ (рис. 5, в). На рис. 5 показаны направления электрического поля в приосевой области и магнитного поля в резонирующих объемах. На рис. 6 приведена фотография одной секции ускорителя с пространственно-однородной фокусировкой.

Конструкция ускоряющей системы практически не ограничивает возможного сокращения длины периода ускорения; ускорение в ВЧ поле

может быть начато при весьма низкой энергии инжекции. Несмотря на то, что фокусировка осуществляется высокочастотным квадрупольным полем, жесткость фокусировки в пространственно-однородной системе не зависит от фазы частицы относительно ВЧ поля. Поэтому система позволяет выбирать равновесную фазу в широких пределах. На входе ускорителя равновесная фаза равна -90° . Сгустки следуют вплотную друг за другом, и средний ток захваченных частиц близок к пиковому значению. На относительно коротком начальном участке группировки равновесную фазу постепенно увеличивают на пять-десять градусов. Энергия частиц при этом несколько возрастает, а длина сгустков сокращается. В дальнейшем, если коэффициент пролетного времени T и равновесную фазу φ_s адиабатически менять вдоль оси ускорителя в соответствии с равенствами ⁵⁹

$$\Phi_c(\varphi_s) = \Phi_c(\varphi_{s0}) \sqrt{\frac{W_{s0}}{W_s}}, \quad T = T(W_{s0}) \sqrt{\frac{W_s \sin \varphi_{s0}}{W_{s0} \sin \varphi_s}}, \quad (20)$$

где индекс k относится к значениям параметров в конце начального участка группировки, а Φ_c — фазовая ширина сепаратрисы ^{31,68}, связанная с равновесной фазой соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi_s = - \frac{\Phi_c - \sin \Phi_c}{1 - \cos \Phi_c},$$

то, по мере роста энергии равновесной частицы W_s , сгустки раздвигаются, сохраняя неизменные геометрические размеры. Поскольку фокусировка осуществляется электрическим полем, то жесткость фокусировки достаточно велика для частиц с низкими скоростями. При заданной апертуре канала предельный пиковый ток в четыре раза больше, чем в системе Альвареца, так как период фокусировки вдвое короче и соответственно выше пропускная способность. Средний ток пучка вдоль оси ускорителя остается постоянным, так что максимальное значение среднего тока, несмотря на низкую энергию инжекции, оказывается существенно больше, чем в системе Альвареца. Выше некоторого значения W_s адиабатическое изменение величин T , φ_s следует прекратить с тем, чтобы избежать снижения предельного тока, связанного с продольным расталкиванием. Рассмотренный процесс группировки в начальной части ускорителя позволяет обеспечить высокий коэффициент захвата без увеличения фазовой плотности тока в поперечном фазовом объеме.

На начальном участке может быть осуществлено согласование пучка по поперечным координатам за счет адиабатического увеличения фокусирующих сил от низкого значения на входе до максимальной величины в конце участка. Изменение жесткости на начальном участке производится путем постепенного уменьшения среднего расстояния от электродов до оси ⁷⁰.

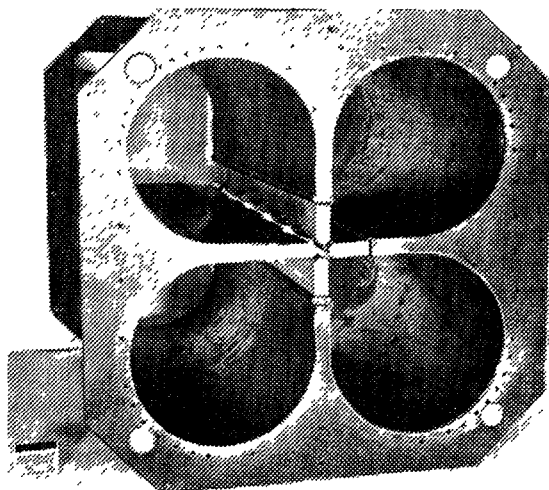


Рис. 6. Секция ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой.

Низкая энергия инжекции (70—100 кэВ) и высокий коэффициент захвата (до 99%) упрощают проблему создания электростатического инжектора. Короткий путь ускорения в инжекторе позволяет сохранить малое значение эмиттанса пучка на входе ЛУ. Достаточно большой ток пучка в ускорителе с пространственно-однородной фокусировкой обеспечивается при $\lambda = 4-6$ м. В основную часть ЛУ пучок вводится при высокой энергии, порядка 3 МэВ.

5. СТРУКТУРА ОСНОВНОЙ ЧАСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Основную часть сильноточного ускорителя до энергии протонов или дейтронов 100—150 МэВ целесообразно осуществлять в виде резонаторов Альвареца. Оптимальной ускоряющей структурой для секций ЛУ протонов и дейтронов на энергии выше 100—150 МэВ на сегодняшний день является система с проводящими шайбами и диафрагмами, предложенная В. Г. Андреевым^{71,72}. Отметим, что в диапазоне относительных скоростей $\beta > 0,5-0,6$ наибольшим шунт-импедансом обладают ускоряющие структуры в виде цепочки связанных одноазорных резонаторов. В ЛУ мезонной фабрики Лос-Аламоса применена структура с боковыми ячейками связи^{72,73}. Цепочка В. Г. Андреева имеет более широкую дисперсионную характеристику и, соответственно, обеспечивает повышенную стабильность распределения ускоряющего поля.

При энергии инжекции 3 МэВ пропускная способность ускорителя Альвареца обеспечивает сохранение необходимого предельного значения тока пучка уже при вдвое более короткой длине волны, чем в секции с пространственно-однородной фокусировкой. Перезахват частиц в режим ускорения может быть осуществлен без потерь. Поскольку в основной части ускорителя осуществляется статическая фокусировка, то среднее ускоряющее поле может быть выбрано относительно малым. Низкий темп ускорения соответственно приводит к относительно малым величинам активных потерь ВЧ мощности; удельное рассеяние тепла значительно снижается, несмотря на короткую длину волны ускоряющего поля. Действительно, при прочих равных условиях полные активные потери ВЧ мощности обратно пропорциональны квадрату длины ЛУ. Удельные потери в стенках резонаторов могут быть снижены до 6 кВт/м². Увеличение длины ВЧ структуры ЛУ существенно упрощает решение проблемы ввода ВЧ мощности, затрачиваемой на ускорение пучка. Снижение темпа ускорения и укорочение длины волны ВЧ поля позволяет также уменьшить связь между поперечными и продольными колебаниями, так как эта связь определяется приростом энергии частиц на длине волны.

Установка в трубках дрейфа магнитно-твердых квадруполей взамен обычно используемых электромагнитных линз упрощает фокусирующую систему ЛУ, решая ряд задач, инициировавших разработку систем ВЧ фокусировки. Среди этих задач: упрощение очень сложной конструкции трубок дрейфа, ликвидация системы стабильного питания, а для сильноточных ЛУ — обеспечение достаточного времени жизни машины. Исследования возможностей применения постоянных магнитов в фокусирующих системах ЛУ начаты в 1975 г. и ведутся широким фронтом^{24,25,74-76}. Современные магнитно-твердые сплавы позволяют создать квадрупольные линзы, обеспечивающие необходимую пропускную способность фокусирующего канала. Магнитно-движущая сила, создаваемая сплавом, зависит от величины магнитной энергии, которая может быть накоплена в единице объема сплава. Сплав ЮНДК-35Т5 накапливает удельную энергию $(BH)_{\max} \approx 9$ МГс·Э, что дает возможность при наружном диаметре

линзы 15 см и диаметре апертуры 2 см получить поле с градиентом 6 кГс/см. Еще лучшие результаты могут быть получены с постоянными магнитами на основе редкоземельных элементов. Магниты из сплава самарий — кобальт позволяют накопить удельную энергию до 18 Мгс·Э⁷⁷. Стержневые линзы с неявно выраженными полюсами из сплава самарий — кобальт позволяют не только получить высокие значения градиента при малых наружных размерах, но и осуществить плавную регулировку градиента⁷⁴. Линза с регулируемым градиентом состоит из нескольких concentрических круговых рядов, содержащих стержни из сплава SmCo₅ (фото рис. 7). Стержни намагничены перпендикулярно продольной оси. Ориентация векторов намагниченности обеспечивает квадрупольное поле в апертуре. Максимальный градиент на оси линзы в первом приближении может быть оценен по формуле

$$G_{\max} \approx 4\pi^2 I \left(\frac{1}{d_a} - \frac{1}{d_n} \right);$$

d_a — диаметр магнитной апертуры, d_n — наружный диаметр линзы, I — намагниченность стержней. Исходя из имеющихся экспериментальных данных, можно принять $4\pi I = 4,75$ кГс.

Таким образом, в линзе с апертурой $d_a = 2$ см и наружным диаметром $d_n = 9$ см может быть получено магнитное поле с градиентом 5,8 кГс/см. Градиент поля в двухрядной линзе есть⁷⁴

$$G = \sqrt{G_1^2 + G_2^2 + 2G_1G_2 \cos 2\varphi_0},$$

где G_1 , G_2 — градиенты первого и второго рядов соответственно, φ_0 — угол между медианными осями каждого ряда. Стабильность линз с постоянными магнитами удовлетворяет условиям фокусировки в ЛУ. Как показали прямые эксперименты, предельно допустимый интегральный поток нейтронов, при которых сохраняются магнитные свойства сплавов ЮНДК, ориентировочно не ниже 10^{21} нейтронов/см²⁷⁸, что обеспечивает возможность использования этих сплавов в сильноточных ЛУ. Применение в основной части ЛУ магнитно-твердых квадруполов позволяет избежать рассеяния тепла в объеме трубки дрейфа и существенно повышает живучесть сильноточной машины, так как предотвращаются случайные отключения линз.

Использование секций с пространственно-однородной фокусировкой в начальной части и магнитно-твердых квадруполов в основной части позволяет существенно улучшить конструктивные и электрические параметры сильноточного ЛУ.

6. К. П. Д. ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Мощность, потребляемая линейным ускорителем, расходуется главным образом системой ВЧ питания ускоряющих резонаторов. Затраты мощности в остальных технологических системах ЛУ обычно пренебрежи-

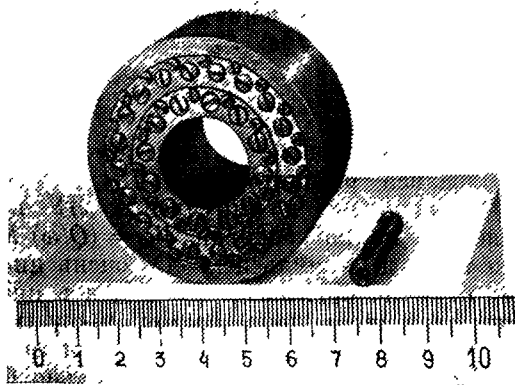


Рис. 7. Магнитотвердая квадрупольная линза с неявно выраженными полюсами. Рядом показан отдельный стержень из сплава самарий — кобальт.

мо малы по сравнению с мощностью, потребляемой ВЧ системой. Коэффициент полезного действия (к. п. д.) линейного ускорителя, работающего в непрерывном режиме, является одним из важнейших параметров установки, так как система ВЧ питания определяет основную стоимость сооружения и эксплуатации. Полный к. п. д. линейного ускорителя определяется произведением к. п. д. системы ВЧ питания и к. п. д. ускоряющих резонаторов. Последняя величина равна отношению $P_{\Pi}/(P_{\Pi}^{\text{ак}} + P_{\text{м}})$, где

$$P_{\Pi} = J_{\Pi} \frac{dW_s}{dz}$$

есть погонное значение мощности, уносимой пучком с током J_{Π} при темпе ускорения dW_s/dz ; $P_{\text{м}}$ — погонная мощность активных потерь в меди

$$P_{\text{м}} = \frac{E_0^2}{2R_{\text{ш}}},$$

E_0 — среднее поле на оси резонатора, $R_{\text{ш}}$ — погонное значение шунт-импеданса резонатора.

Поскольку в импульсных ЛУ пучок уносит относительно малую часть от полной энергии $W_0 = (Q/\omega) P_{\text{м}}$, запасенной в ускоряющем поле, то к. п. д. импульсных ЛУ очень низок. Даже в ЛУ мезонных фабрик к. п. д. не превышает 2—4%, а в инжекторах протонных синхротронов не превышает доли одного процента.

ВЧ мощность, уносимая пучком в сильноточных ЛУ непрерывного действия, как правило, значительно больше активных потерь в стенках резонаторов. Это требует создания систем ВЧ питания с весьма большой средней мощностью, но создает условия для существенного повышения к. п. д. В ускоряющих резонаторах протонных ЛУ $R_{\text{ш}} \approx 15\text{—}20 \text{ МОм/м}^{21}$. Поскольку

$$\frac{dW_s}{dz} = E_0 T \cos \varphi_s,$$

то при токе пучка 300 мА и темпе ускорения 1 МэВ/м к. п. д. ускоряющих резонаторов составляет величину порядка 85%⁴³.

Можно ожидать, что в ближайшее время к. п. д. ВЧ генераторов достигнет 70—80%⁹ и в этом случае полный к. п. д. коротковолнового ЛУ с током непрерывного пучка 100—300 мА составит 50—60%.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Последнее десятилетие ознаменовалось существенным прогрессом как в области разработки новых ускоряющих и фокусирующих систем ионных линейных ускорителей, так и в понимании теоретических проблем, связанных с ускорением интенсивных пучков в этих ускорителях. Выдвинут ряд проектов сильноточных линейных ускорителей, предназначенных для решения важных проблем энергетики. Технические трудности, которые еще предстоит преодолеть в процессе дальнейших технологических проработок, велики. Однако уже можно утверждать, что сооружение больших установок, мощностью до 300—500 МВт, с сильноточными линейными ускорителями ионов, обладающими требуемыми параметрами по энергии, току пучка и к. п. д., реально.

Автор благодарен Б. Л. Иоффе за ценные обсуждения вопросов использования сильноточных ускорителей.

Институт теоретической
и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Alvarez L. W.— Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 799.
2. Оглоблин А. А., Фанченко С. Д., Чуев В. И. Препринт ИАЭ-2597. — Москва, 1976.
3. Grand P., Golland A. N.— In: Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerators Conference.— Chalk River, Canada.— 1976.— P. 132.
4. Иоффе Б. Л., Капчинский И. М., Лазарев Н. В., Леонгардт А. Д., Чувило И. В., Васильев А. А., Васильков Р. Г.— В кн. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 11—13 октября 1978 г.— Т. I, с. 236.
5. Grand P., Batchelor K., Chasman R., Rheame R.— Цит. в³ сб.— P. 153.
6. Rottmeyer E. W.— Цит. в⁴ сб.— Т. I, с. 264.
7. Васильков Р. Г., Гольданский В. И., Желепов В. П., Дмитриевский В. П.— АЭ, 1970, т. 29, с. 151.
8. Steinberg M., Powell J. R., Takahashi H., Grand P., Kouts H. J. C. Electronuclear Fissile Fuel Production. BNL-24356, March 29—31, 1978.— Graz, Austria.
9. Schriber S. O., Fraser J. S., Tunnicliffe P. R.— В кн. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, июль 1977.— Т. II, с. 408.
10. Иоффе Б. Л.— В кн. Элементарные частицы: Пятая школа физики ИТЭФ. М.: Атомиздат, 1978.— Вып. II, с. 5.
11. Grand P., Kouts H. J., Powell J. R., Steinberg M., Takahashi H.— Conceptual Design and Economic Analysis of a Light Water Reactor Fuel Enricher/Regenerator.— BNL-50838, 1978.
12. Rosen L.— Цит. в⁹ сб.— Т. с. 214.
13. Андреев В. Г., Бацких Г. И., Кульман В. Г., Мурин Б. П., Федотов А. П., Бурлаков В. Д., Есин С. К., Лобашев В. М., Серов В. Л., Тавхелидзе А. Н., Глухих В. А., Гусев О. А., Малышев И. Ф., Моносзон Н. А., Надгорный В. П., Гюльханданиян А. Н., Макеев Е. Л., Пальмский Л. Л., Пашков И. С., Ширяев Ф. З.— Цит. в⁹ сб.— Т. I, с. 273.
14. Tunnicliffe P. R., Chidley B. G., Fraser J. S.— Цит. в³ сб.— P. 36.
15. Jameson R. A.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. NS-26, p. 2986.
16. ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion: Final Report/Eds. R. O. Bangerter, W. B. Herrmannsfeldt, D. L. Judd, L. Smith.— Dec. 1976.
17. Martin R. L.— Цит. в⁹ сб.— Т. II, с. 423.
18. CERN Courier, 1978, v. 18, p. 384.
19. Blewett J. P.— Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 1197.
20. Linear Accelerators/Ed. P. M. Lapostolle, A. L. Septier.— Amsterdam: North-Holland, 1970.
21. Линейные ускорители ионов/Под ред. Б. П. Мурина. Т. 2.— М.: Атомиздат, 1978.
22. Bradbury J. N., Knapp E. A., Nagle D. E.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, v. NS-22, p. 1755.
23. Капчинский И. М., Лазарев Н. В. Препринт ИТЭФ-78.— Москва, 1975.
24. Герберг А. Н., Мухоморова С. Б., Рабинович Я. Д., Скачков В. С.— ПТЭ, 1980, № 1, с. 49.
25. Halbach K.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. NS-26, p. 3882.
26. Тепляков В. А.— ПТЭ, 1964, № 6, с. 24.
27. Тепляков В. А.— В кн. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 5—7 октября 1976 г.— Т. I, с. 288.
28. Капчинский И. М., Тепляков В. А.— ПТЭ, 1970, № 2, с. 19.
29. Файнберг Я. Б.— ЖТФ, 1959, т. 29, с. 568.
30. Кушин В. В.— АЭ, 1970, т. 29, с. 123.
31. Капчинский И. М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях.— М.: Атомиздат, 1966.
32. Владимирский В. В.— ПТЭ, 1956, № 3, с. 35.
33. Smith L., Chasman R. W., Grandall K. R., Gluckstern R. L., Nishikawa T., Haimson J., Lapostolle P. M.— In: Proc. of the 1968 USA Conference. Brookhaven.— P. 433.
34. Куйбида Р. П., Крыжановский А. В. Препринт ИТЭФ-112.— Москва, 1978.
35. Gluckstern R. L.— In: Proc. of the 1966 Linear Accelerators Conference. Los Alamos — P. 207.
36. Nishikawa T.— Цит. в³³ сб.— P. 395.
37. Chasman R.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, v. NS-16, p. 202.

38. Gluckstern R. L.— Ibid., p. 194.
39. Тепляков В. А.— АЭ, 1970, т. 28, с. 508.
40. Линейные ускорители ионов/Под ред. Б. П. Мурина. Т. 1.— М.: Атомиздат, 1978.
41. Gluckstern R. L.— BNL Accel. Dept. Intern. Report AADD-31. April 2, 1964.
42. Коноплев Е. А., Мальцев А. П. Препринт ИФВЭ ИНЖ77-47.— Серпухов, 1977.
43. Мурин Б. П., Федотов А. П.— АЭ, 1975, т. 38, с. 146.
44. Баталин В. А.— ПТЭ, 1979, № 1, с. 28.
45. Report ORNL-TM 5233/Ed. M. J. Saltmarsh, R. E. Worsham.— January, 1976.
46. Staples J. Clark D., Grunder H., Lancaster H., Main R., Selph F., Smith L., Voelker F., Yourd R.— Цит. в³ сб.— P. 148.
47. Капчинский И. М.— ПТЭ, 1977, № 4, с. 23.
48. Morgan O. B., Kelly G. G., Davis R. C.— Rev. Sci. Instr., 1967, v. 38, p. 467.
49. Ormrod J. H.— In: Proc. of the Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams: BNL 50310.— 1971.— P. 151.
50. Osher J. E., Davis J. C.— Цит. в³ сб.— P. 316.
51. Ungrin J., Herbun J. D., Shubaly M. R., Chidley B. G. Ormrod J. H.— Ibid.— P. 171.
52. Schneider J. D., Rutkowski H. L., Meyer E. A., Armstrong D. D., Sherwood B. A., Catlin L. L. Development of a High-current Deuteron Injector for the FMIT Facility.— In: Linear Accelerator Conference. Montauk, N.Y., USA, September 9—14, 1979.
53. Сычев Б. С.— В кн. Труды Радиотехнического института № 16: Ускорительный комплекс для физики средних энергий (мезонная фабрика).— М., 1974.— С. 287.
54. Young D. E.— In: Proc. of an Information Meeting on Accelerator — Breeding. BNL, 1977.— P. 285.
55. Дроздовский А. А.— В кн. Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Линейные ускорители».— Харьков, 1977. Вып. 2(5). С. 45.
56. Радиационная устойчивость материалов радиотехнических конструкций: Справочник/Под ред. Н. А. Сидорова, В. К. Князева.— М.: Сов. радио, 1976.
57. Liska D. J., Schamaun R. G., Fox W., Frank J. A., Coors W., Potter C., Cole T., Greenwood D., Norman H., Giles P., Creek K., Clark D. Modular Design Aspects of the FMIT Drift-tube Linac.— In: Linear Accelerator Conference, Montauk, N.Y. USA, September 9—14, 1979.
58. Wilson M. T.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, v. NS-22, p. 1042.
59. Капчинский И. М., Тепляков В. А.— ПТЭ, 1970, № 4, с. 17.
60. Мальцев А. П., Степанов В. Б., Тепляков В. А. Препринт ИФВЭ ИНЖ71-116.— Серпухов, 1971.
61. Капчинский И. М. Препринты ИФВЭ ИНЖ72-29, ИНЖ72-30.— Серпухов, 1972.
62. Голосай Н. И., Дерновой Г. Н., Ильевский С. А., Клоков В. В., Куторга Н. Н., Мальцев И. Г., Мальцев А. П., Севастьянов В. С., Степанов В. Б., Тепляков В. А., Шалашов И. М.— АЭ, 1975, т. 39, с. 123.
63. Горшков Б. М., Ильевский С. А., Коломенский Г. М., Кузнецов С. П., Куторга Н. Н., Мальцев А. П., Мальцев И. Г., Мирзоев К. Г., Степанов В. Б., Тепляков В. А., Шалашов И. М.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 2328.
64. Karshinskiy I. M., Lazarev N. V.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. NS-26, p. 3462.
65. Potter J. M., Williams S. W., Humphry F. J., Rodens G. W.— Ibid.— P. 3745.
66. Swenson D. A. Low-beta Linac Structures.— In: Linear Accelerator Conference. Montauk, N.Y., USA, September 9—14, 1979.
67. Fuller C. W., Williams S. W., Potter J. M. Mechanical Design Considerations in FMIT RFQ Development.— In: Linear Accelerator Conference. Montauk, N.Y., USA, September 9—14,— 1979.
68. Власов А. Д. Теория линейных ускорителей.— М.: Атомиздат, 1965.
69. Тепляков В. А.— В кн. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1970.— М.: Наука, 1972.— Т. II, с. 7.
70. Grandall K. R., Stokes R. N., Wangler T. P.— RF Quadrupole Beam Dynamics Design Studies.— In: Linear Accelerator Conference, Montauk, N.Y., USA, September 9—14, 1979.
71. Андреев В. Г.— ЖТФ, 1971, т. 41, с. 788.
72. Андреев В. Г., Лихарев А. Н., Пироженко В. М.— Цит. в⁵³ сб.— С. 121.

73. К нарр Е. А., К нарр В. С., Роттер J. M.— Rev. Sci. Instr., 1968, v. 39, p. 979.
74. Скачков В. С.— ПТЭ, 1980, № 3, с. 34.
75. Мурин Б. П., Рогачев В. И., Федотов А. П.— ПТЭ, 1976, № 2, с. 22.
76. Капчинский И. М., Козодаев А. М., Лазарев Н. В., Скачков В. С.— ПТЭ, 1977, № 5, с. 42.
77. Преображенский А. А. Магнитные материалы и элементы.— М.: Высшая школа, 1976.
78. Гринблат Ю. Н., Лященко Б. Г., Медведев Б. В., Рогозянов А. Я.— Электронная техника. Сер. 14 «Материалы», 1970, вып. 5, с. 29.
79. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц.— М.: Мир, 1980.— С. 187.