

**И. В. КУРЧАТОВ И ПЕРВЫЕ
УСКОРИТЕЛИ В ЛЕНИНГРАДСКОМ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ**

Результаты первых семи лет работы И. В. Курчатова в ФТИ АН СССР (тогда ЛФТИ) принесли ему широкую известность в нашей стране и за рубежом. В эти годы он занимался проблемами физики диэлектриков. Наиболее известным его научным достижением было открытие и изучение сегнетоэлектричества.

В 1932 г., в разгар интенсивной и успешной работы, по-видимому, неожиданно для его коллег, Игорь Васильевич принимает решение круто изменить направление своей научной работы и заняться исследованиями в области ядерной физики. Этот год часто называют «золотым годом» ядерной физики. Чэдвик открыл нейтрон. Андерсон и Неддермайер открыли позитрон. Ферми опубликовал теорию β -распада. В лаборатории Резерфорда Кокрофт и Уолтон построили высоковольтный ускоритель и впервые осуществили ядерную реакцию (расщепление лития протонами) с помощью искусственно ускоренных частиц. Лоуренс и Ливингстон (Калифорнийский университет, США) опубликовали первую подробную статью о конструкции недавно изобретенного ускорителя — циклотрона.

В ФТИ и до этого проводились интересные работы по ядерной тематике. В качестве примера укажем на измерение спектра γ -лучей естественных радиоактивных элементов, выполненное Д. В. Скобельцыным с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле (1927—1929). Однако таких работ было немного.

В ноябре 1932 г. в ФТИ под руководством И. В. Курчатова начал работать ядерный семинар. В декабре был издан приказ о создании «особой группы по ядру». А. Ф. Иоффе взял на себя обязанности начальника группы, И. В. Курчатова назначался его заместителем [1, с. 13].

В следующем году в институте был организован отдел ядерной физики под руководством И. В. Курчатова. Он же заведовал и лабораторией ядерных реакций в этом отделе. Со всей остротой встал вопрос о технической базе; было ясно, что без мощного современного ускорителя немислимо быстрое развитие ядерных исследований в институте. Руководители ядерных лабораторий ФТИ И. В. Курчатова и А. И. Алиханов (последний занялся ядерной тематикой в 1933 г.), рассматривая разработанные к тому времени типы ускорителей, сосредотачивают свое внимание на циклотроне. Начиная примерно с 1933 г. они обсуждают планы сооружения большого циклотрона.

Чтобы получить представление о способах наладки и особенностях работы такого ускорителя, И. В. Курчатова принимает решение о строительстве в своей лаборатории небольшого циклотрона, примерно такого размера, как описанный в статье Лоуренса и Ливингстона [2]. Эту работу он поручил М. А. Еремееву. В ней принял участие также лабораторный электромеханик В. И. Бернашевский. Была поставлена цель ускорить протоны примерно до 1 МэВ.

В литературе нет описания «малого циклотрона» ФТИ. Между тем этот ускоритель представляет большой интерес для истории советского циклотроностроения хотя бы потому, что в 1934 г. он был не только первым циклотроном в СССР и в Европе, но и первым действующим циклотроном, построенным за пределами лаборатории Лоуренса*.

На основании некоторых опубликованных материалов [4, с. 79, 80; 5, с. 138], а в основном на основании сведений, полученных автором от М. А. Еремеева, Л. М. Неменова и Д. Г. Алхазова, можно дать следующее описание этого циклотрона. Диаметр полюсных наконечников электромагнита был равен 28 см, как и у прототипа в Калифорнийском университете. Чтобы упростить изготовление, сердечник магнита собрали из тонких пластинок «трансформаторного железа». С этой целью были разобраны сердечники четырех больших силовых трансформаторов. Некоторые пластины укоротили и собрали сердечник магнита с квадратными полюсами 30×30 см. Полюсные наконечники были выточены из железа. Общая масса электромагнита (с медными обмотками) составила около 2 т. Требуемая высокая стабильность напряженности ведущего магнитного поля обеспечивалась тем, что обмотки магнита питались от аккумуляторной батареи института. Расчетная напряженность магнитного поля в зазоре высотой 4 см составляла 12 кЭ.

Первая из изготовленных вакуумных камер имела диаметр порядка 100 мм. Она оказалась неудовлетворительной. Вторая камера имела квадратную форму и содержала один дуант, шток которого проходил сквозь гофрированный изолятор. Камеру спаял серебряным припоем механик Минаков. Многие вакуумные уплотнения в этой ка-

мере были сделаны на пиццине. Камера откачивалась ртутным диффузионным насосом. Дефлекторного устройства не было. Мишень монтировалась на зонде («пробнике»). Ее радиальная координата составляла 11—12 см. В центральной части камеры располагалась нить накала — устройство для получения протонов. Для питания дуанта был использован ВЧ-генератор с самовозбуждением, ранее предназначавшийся для исследования спектра ультрафиолетовых лучей, испускаемых ВЧ-коронным разрядом. Генератор был собран на одной лампе с водяным охлаждением (вероятно, типа ГК-2000). Его выходная мощность составляла 10 кВт, $\lambda \sim 15$ м.

В этом циклотроне протоны были ускорены до 530 кэВ. Ток пучка, измеренный струнным электрометром, составлял несколько единиц $\times 10^{-10}$ А. Это примерно на порядок меньше, чем ток выведенного пучка в циклотроне-прототипе. Более интенсивный пучок можно было получить при ускорении протонов на третьей субгармонике ВЧ-поля, при соответственно меньшей напряженности ведущего магнитного поля и значительно меньшей энергии протонов.

По-видимому, никаких физических экспериментов на этом циклотроне И. В. Курчагов не проводил, вероятно, из-за малости тока пучка. М. А. Еремеев в автобиографии писал, что «дальнейшего развития эта работа не получила из-за отсутствия средств». Впоследствии магнит был передан в лабораторию А. И. Аликханова, где использовался для β -спектрометра.

К этому времени (1934 г.) в лаборатории ядерных реакций ФТИ был построен высоковольтный ускоритель протонов с каскадным генератором на 500 кВ (по типу установки Кокрофта и Уолтона). Как свидетельствует А. К. Вальтер [6, с. 154], ускоритель, построенный в ФТИ, отличался компактностью, достигнутой благодаря удачному размещению отдельных элементов и применению кенотронов с очень малым током накала, изготовленных по специальному заказу на заводе «Светлана». Для этой установки

* Отметим, что в США первым циклотроном за пределами лаборатории Лоуренса был циклотрон в Корнеллском университете с полюсными наконечниками диаметром 406 мм, построенный Ливингстоном и пущенный в 1935 г. Протоны ускорялись до 2 МэВ.

Попытка Тибо построить во Франции в 1930 г. небольшой циклотрон ($D = 20$ см) не увенчалась успехом [3, с. 350].

И. В. Курчатов и Г. Я. Щепкин собрали секционированную дисковую вакуумную трубку на 350 кВ. Конструкция трубки была разработана в ХФТИ АН УССР (тогда УФТИ) А. К. Вальтером и К. Д. Синельниковым совместно с И. В. Курчатовым и Г. Я. Щепкиным [7, с. 98, 99]. Источником протонов служила газоразрядная трубка с просверленным катодом.

С помощью этой установки И. В. Курчатов с сотрудниками выполнили несколько работ в области ядерной физики [8, 9]. Они прекратили исследование с использованием пучка протонов во второй половине 1934 г., переключившись на изучение искусственной радиоактивности, возбуждаемой нейтронами.

Как упоминалось, приблизительно в 1933 г. в ФТИ возникли планы сооружения большого циклотрона, поддерживаемые директором института А. Ф. Иоффе. В начале 30-х годов в Ленинграде началось сооружение первого большого советского циклотрона. По инициативе заведующего физическим отделом Радиевого института Л. В. Мысовского ученый совет в 1932 г. принял решение о сооружении циклотрона в институте. Строительство его началось в том же году. По тем временам это была очень большая установка: электромагнит имел полюсные наконечники диаметром 1 м и массу около 31 т [10]. К концу 1935 г. все оборудование циклотрона было готово. Однако работа установки налаживалась очень медленно. Физический пуск циклотрона состоялся в феврале 1937 г.; был получен пучок протонов с энергией порядка 500 кэВ, причем камера имела диаметр около 60 см (без вывода пучка на удаленную мишень).

В течение некоторого времени И. В. Курчатов принимал участие в наладочных работах. Крайне заинтересованный в быстрейшем доведении циклотрона Радиевого института до рабочего состояния, он с 1 января 1937 г. начал работать по совместительству в циклотронной лаборатории этого института, а несколько позже и руководить пусконаладочными работами. Циклотрон был введен в действие в 1938 г.

Задолго до решения правительственных инстанций о строительстве циклотрона в ФТИ Игорь Васильевич развернул многогранную подготовительную работу. К разработке теоретических аспектов циклотрона и к расчету электромагнита были привлечены ученые из Ленинградского индустриального (политехнического) института (ЛИИ) им. М. И. Калинина — работники кафедры теоретической физики инженерно-физического факультета Г. А. Гринберг, М. И. Конторович, Н. Н. Лебедев и работники кафедры электрических машин электромеханического факультета А. И. Блохин, С. М. Гохберг, Л. Р. Нейман, Е. М. Кельзон, В. Н. Федоров. Было задано, что конечная энергия дейтронов должна составлять 10 МэВ.

Интересно упомянуть задачи, которые после многочисленных обсуждений с И. В. Курчатовым и Я. Л. Хургиным поставили перед собой работники кафедры теоретической физики Ленинградского политехнического института. В составленной М. И. Конторовичем программе работ, подписанной 22 апреля 1936 г., указано, что расчет циклотрона состоит из двух частей: в первой рассмотрен вопрос о получении однородного магнитного поля в межполюсном зазоре электромагнита, во второй — вопрос о движении частиц в циклотроне (эту часть расчетов намечалось закончить к 1 ноября 1937 г.). В числе пунктов программы второй части были такие: учет влияния переменной массы ускоряемой частицы при больших скоростях; расчет формы магнитного поля в межполюсном пространстве, обеспечивающей синхронизацию при переменной массе. Результаты работы этой группы ученых изложены в [11]. Отметим, что известная работа Бете и Роуза о значении релятивистских эффектов для работы циклотрона появилась только в 1937 г. [12]. Результаты работы второй группы ученых из указанного института изложены в отчете [13]. Часть этого материала позже была опубликована в статье [14].

В конце 1937 г. главному архитектору ФТИ Я. Д. Гликину была поручена

чена работа над проектом здания для циклотрона [15, с. 195]. Технический проект циклотрона был готов к концу 1939 г. Спроектированный магнит имел массу около 75 т, диаметр полюсных накопечников $D = 1,2$ м.

К началу проектирования циклотрона ФТИ (1935-1936 гг.) появились планы сооружения циклотронов в ряде стран Западной Европы. Но ни в одном научном центре в Европе не был задуман столь большой циклотрон, как в ФТИ. Так, в Коллеж де Франс (Париж, 1934 г.) начали проектировать циклотрон с $D = 850$ мм (пущен в 1938 г.), в Институте теоретической физики (Копенгаген, 1936 г.) — с $D = 900$ мм (пущен в 1938 г.), в Кембриджском университете (Англия, 1936 г.) — с $D = 940$ мм (пущен в 1939 г.). Таким образом, выбор параметров циклотрона ФТИ свидетельствует о смелости замыслов и прозорливости физиков-ядерщиков. Даже к моменту завершения технического проекта циклотрона ФТИ в Европе строился только один циклотрон, по размеру превышающий ускоритель ФТИ. Это циклотрон Бирмингемского университета с $D = 1560$ мм (1938—1950 гг.). В 1939 г. в лаборатории Лоренса в Беркли действовали два циклотрона с $D = 940$ и 1524 мм.

Основные сотрудники лаборатории И. В. Курчатова, занимавшиеся циклотроном: физик-экспериментатор Л. М. Неменов, физик-теоретик Я. Л. Хургин и инженер-электрик П. Я. Глазунов. Игорь Васильевич организовал регулярные совещания нескольких групп. Рассматривались вопросы расчета и конструкции электромагнита, теории циклотрона, топографии и коррекции магнитного поля. Участниками совещаний кроме указанных лиц из ЛИИ и ФТИ были сотрудники Радиевого института Д. Г. Алхазов и А. Н. Мурия.

Постановление Экономического совета при Совете Народных Комиссаров СССР о выделении средств на строительство циклотрона ФТИ было принято 7 июня 1939 г. К этому времени были готовы проекты установки и здания, определены заводы для изготов-

ления оборудования. Магнит для циклотрона был заказан на заводе «Электросила» в 1939 г. Специальное железо типа «армо» для этого магнита изготовлено на заводе «Большевик». К февралю 1941 г. магнит был готов и начались его стендовые испытания.

22 сентября 1939 г. состоялась закладка здания циклотронной лаборатории ФТИ. Проект здания был составлен архитектором Я. Д. Гликиным, рабочие чертежи — отделом капитального строительства ФТИ (начальник Я. И. Лапковский, главный инженер А. Ф. Жигулев). Строительные работы выполнял первый строительный участок «Ленмашстроя». В 1940 г. И. В. Курчатова уходит из Радиевого института и занимается только строительством циклотрона ФТИ. В этом ему помогает А. И. Алиханов. К лету 1941 г. здание циклотронной лаборатории было почти готово [16]. Сюда доставили ВЧ-генератор мощностью около 20 кВт, изготовленный группой сотрудников ЛИИ. Вакуумная камера с ширексовыми изоляторами (ею в основном занимался Л. М. Неменов) успешно прошла вакуумные испытания. Пуск циклотрона был намечен на 1 января 1942 г. Война прервала все работы...

В 1943 г. по распоряжению И. В. Курчатова — директора Лаборатории № 2 АН СССР (теперь Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова) — из осажденного Ленинграда Л. М. Неменов и П. Я. Глазунов вывозят в Москву ВЧ-генератор, изоляторы дуантов и др. Это оборудование, в свое время подготовленное для циклотрона ФТИ, было использовано при сооружении в Лаборатории № 2 первого московского циклотрона с диаметром полюса 73 см [17].

В архиве сохранилось письмо, подписанное И. В. Курчатовым и сотрудниками Лаборатории № 2, в котором они выражают благодарность сотрудникам ФТИ (директор П. П. Кобеко), работавшим в осажденном Ленинграде. Они писали: «Вам мы обязаны тем, что ценнейшее оборудование ядерной лаборатории, созданное и приобретен-

ное годами упорной работы коллектива ядерных лабораторий, оказалось в сохранности и может в нужный момент быть использовано. Не ограничиваясь этим, вы оказали нам сейчас огромную помощь при изготовлении и отправке оборудования, весьма необходимого для нашей работы» [18, с. 92].

Циклотрон в Лаборатории № 2 был пущен в 1944 г. В то время он был единственным действующим циклотроном в СССР (циклотрон Радиевого института во время войны не работал). И. В. Курчатов считал, что этого недостаточно для обширных исследований по «урановой проблеме», которыми он руководил. Поэтому в 1945 г. Государственный Комитет Обороны принял решение о срочном завершении строительства циклотрона ФТИ.

Руководил достройкой циклотрона Д. Г. Алхазов, имевший большой опыт работы в циклотронной лаборатории Радиевого института. В 1945 г. в ФТИ с ним работал небольшой коллектив — шесть физиков, несколько конструкторов, электриков и механиков. Главным инженером циклотронной лаборатории был А. Г. Питюх. Электромагнит циклотрона был установлен в мае 1945 г. В марте следующего года в «павильон № 1» доставили шестикаскадный перестраиваемый в широком диапазоне частот ВЧ-генератор с выходной мощностью 100 кВт, изготовленный на одном из ленинградских заводов. Для питания дуантов была использована незаэкранированная лехерова система, так как это позволяло быстро перестраивать собственную частоту дуантного контура [19]. 27 ноября 1946 г. был получен пучок дейтонов с энергией 6 МэВ при токе пучка на пробник 250 мкА. В настоящее время в разных городах Советского Союза построено много циклотронов. Среди них самый большой в мире циклотрон ($D = 4$ м), работающий в лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

В лаборатории И. В. Курчатова разрабатывался еще один циклический ускоритель; в отличие от циклотрона он предназначался для ускорения электронов. Эта установка, получившая на-

звание «квадратрон» [20, с. 13], предложена Я. Л. Хургиным, который изложил ее идею в 1938 г. на ядерном семинаре. В этом ускорителе электроны должны двигаться по траекториям, основная часть которых имеет вид квадрата. По углам этого квадрата расположены ахроматические магнитные зеркала, поворачивающие пучок на 90° . Один раз за оборот электроны проходят через ускоряющее устройство — ВЧ-резонатор. При достаточно высокой энергии инъекции электронов их скорость практически не изменяется с ростом их энергии, так что период обращения по замкнутому пути приблизительно неизменной длины постоянен, что и дает возможность применить для ускорения высокочастотное поле постоянной частоты.

Сотрудниками этой лаборатории И. В. Курчатова, которые занимались в 1939 г. изготовлением и испытанием элементов квадратрона (кроме Я. Л. Хургина, разрабатывавшего вопросы теории ускорителя), были Г. Я. Щепкин, В. Китаров и Н. Миرونнов. Их первой задачей было сооружение модели, в которой электроны должны были ускоряться до 1 МэВ. В работах принимал участие также Л. А. Арцимович, крайне заинтересованный для своих исследований в источнике релятивистских электронов, и его аспирант М. М. Бредов. В частности, М. М. Бредов выполнил расчет резонатора, работающего в десятиметровом диапазоне. В соответствии с этим расчетом был изготовлен большой цилиндрический резонатор с двумя коаксиальными трубками внутри; он имел наружный диаметр около 80 см и длину примерно 3 м. Предполагалось, что удастся получить амплитуду ускоряющего напряжения в резонаторе $V_a \sim 10$ кВ.

ВЧ-генератор был собран на металлической разборной лампе, разработанной на заводе «Светлана». Был изготовлен один угол модели — две стеклянные трубы диаметром около 8 см и магнитное зеркало с петлеобразной траекторией электронов. Испытания электронно-оптических свойств этого зеркала были проведены при $W_{\text{инж}} \sim 40$ кэВ. Во время этих испытаний Я. Л. Хургин

сообщил группе, что он пришел к выводу о существовании принципиального недостатка квадратрона: поскольку в магнитных зеркалах электроны движутся по траектории с малым радиусом кривизны, потери их энергии на излучение будут большими. Поэтому в квадратроне нельзя получить электроны с очень большой энергией. Этот вывод Я. Л. Хургина интересен тем, что является, по-видимому, первым высказыванием о мешающем воздействии «синхротронного излучения» на работу циклического ускорителя электронов.

Эксперименты с узлами квадратрона были прекращены в конце 1940 г. Это было связано с перемещением интересов лаборатории в новую область — исследование явления деления урана, а частично и с появлением описания первого действующего бетатрона — многообещающего и сравнительно простого по конструкции ускорителя электронов*.

1. Вклад академика А. Ф. Иоффе в становление ядерной физики в СССР. Л.: Наука, 1980.
2. Lawrence E. O., Livingston M. S.— Phys. Rev., 1932, 40, N 1, p. 19—35.
3. Гринберг А. П.— УФН, 1975, 117, № 2, с. 333—362.
4. Научно-организационная деятельность академика А. Ф. Иоффе. Сб. документов. Л.: Наука, 1980.

* Установка, подобная квадратрону, была независимо предложена в ХФТИ [21, 22].

5. Вальтер А. К. Атака атомного ядра.— Харьков: Гостехиздат Украины, 1933.
6. Вальтер А. К. Физика атомного ядра.— М.— Л.: ОНТИ, 1935.
7. Курчатов И. В. Расщепление атомного ядра.— М.— Л.: ОНТИ, 1935.
8. Курчатов И., Щепкин Г., Виле А., Бернштейнский В.— Докл. АН СССР, 1934, 1, № 8, с. 486—487.
9. Курчатов И., Синельников К., Щепкин Г., Виле А.— ЖЭТФ, 1934, 4, № 6, с. 545—547.
10. Рукавишников В. Н., Алзазов Д. Г.— Труды Радиового ин-та, 1933, 4, с. 171—183.
11. Гринберг Г. А., Конторович М. И., Лебедев Н. Н. Расчет электромагнита для установки типа Лоренса.— ЛИИ, научный отдел, N 883, P2515, февр. 1938 г.
12. Bethe H. A., Rose M. E.— Phys. Rev., 1937, 52, N 12, p. 1254—1255.
13. Электромагнит для циклотрона. Описание конструкции.— ЛИИ, научный отдел, P 2500, 1938.
14. Нейман Л. Р., Блахин А. И., Кельзон Е. И.— В кн.: Тр. Ленингр. индустриального института, № 5. Раздел электротехники, вып. 1, с. 37—51.
15. Воспоминания об А. Ф. Иоффе. Л.: Наука, 1973.
16. Советский циклотрон.— Правда, 1941, 22 июня.
17. Неменов Л. М.— Техника — молодежи, 1975, № 6, с. 18—21.
18. Рейнов Н. М.— Химия и жизнь, 1974, № 10, с. 90—96.
19. Циклотронная лаборатория ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1966.
20. Гохберг Б. М.— УФН, 1940, 24, № 1, с. 11—20.
21. Кельман В. М., Корсунский М. И., Ланге Ф. Ф.— ЖЭТФ, 1939, 9, № 8, с. 944—946.
22. Кельман В. М., Корсунский М. И., Ланге Ф. Ф.— ЖЭТФ, 1939, 9, № 6, с. 681—684.

**ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ
ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

В линейных методах ускорения заряженной частицы в заданном зарядовом состоянии проходит ускоряющий промежуток только один раз, поэтому нет необходимости в магнитном поле, заворачивающем траекторию частицы в кольцо для многократного прохождения ускоряющего промежутка. В первых опытах по искусственному расщеплению атомного ядра [1] использовалась прямая секционированная ускоряющая трубка с приложенной к ней разностью потенциалов до 400 кВ. Ее можно рассматривать как прообраз линейных ускорителей. Можно считать, что именно с исторического эксперимента К. Д. Синельникова, А. И. Лейпунского, А. К. Вальтера и Г. Д. Латышева начинается история линейных методов ускорения заряженных частиц в СССР. В дальнейшем совершенствовались источники высокого напряжения (электростатические генераторы Ван де Граафа, каскадные генераторы высоких напряжений и др.), но заряженные частицы ускорялись в ускоряющей трубке, построенной на тех же принципах. Такие линейные методы ускорения заряженных частиц названы прямыми.

В 30-х годах в разных странах создаются электростатические генераторы на различные энергии. Наибольший ускоритель такого типа в Европе был создан в ХФТИ в 1939 г. [2] и успешно эксплуатировался до 1956 г. В послевоенные годы новые задачи ядерной физики потребовали создания более компактных и стабильных электроста-

тических генераторов, а также ускорителей на энергии, более высокие, чем получаемые прямыми методами. Интенсивно разрабатывались электростатические ускорители, что явилось продолжением работ довоенного времени. Электростатический ускоритель на 4 МэВ под давлением с прецизионными по стабильности параметрами пучка [3] послужил образцом для серии ускорителей, установленных в различных учреждениях страны. Были созданы также электростатические генераторы на 2 МэВ под давлением с горизонтально расположенной ускоряющей трубкой [4], малогабаритные компактные генераторы для прикладных исследований [5], а также первый в СССР тандем на 3 МэВ [6]. Результаты многолетних исследований по прямым методам ускорения заряженных частиц обобщены в сборнике трудов под редакцией А. К. Вальтера, руководившего разработкой и созданием электростатических ускорителей в ХФТИ. Несмотря на успехи в разработке электростатических ускорителей, было ясно, что для ускорения заряженных частиц до высоких энергий потребуются использовать иные физические принципы.

Фактически такие принципы были сформулированы в конце 20-х — начале 30-х годов, однако уровень техники в то время не позволил их реализовать. Имеется в виду ускорение заряженных частиц электрическим полем высокочастотных электромагнитных колебаний. Такие ускорители в настоящее вре-

мя называются линейными резонансными (высокочастотными) ускорителями, или просто линейными.

Современные линейные ускорители заряженных частиц — это достаточно широкий класс электрофизических установок, предназначенных для ускорения частиц до различных энергий (от нескольких мегаэлектрон-вольт до многих тысяч). Они характеризуются высоким темпом ускорения, поскольку на разумных длинах заряженная частица должна набрать большую энергию, достаточной ввода и вывода пучка, возможностью работать как в импульсном, так и в непрерывном режимах. Однако эти преимущества достигаются путем использования напряженных режимов работы основных радиотехнических устройств, поскольку высокий темп ускорения достигается лишь при введении в ускоряющую структуру больших уровней высокочастотной электромагнитной энергии. Поэтому развитие линейных ускорителей неразрывно связано с развитием и совершенствованием техники генерирования и усиления электромагнитных колебаний.

В научном плане развитию линейных ускорителей предшествовали две принципиально важные работы. В. В. Владимирский [7] показал, что медленные электромагнитные волны, движущиеся с фазовой скоростью, меньшей скорости света, можно возбудить и в системах, не содержащих диэлектриков (например, в цепочке резонаторов, слабо связанных между собой через отверстия). Это открывало новый путь в разработке ускоряющих структур — электромагнитных волноводов и резонаторов, в которых обеспечивалось эффективное взаимодействие частицы, движущейся в вакууме, с электрическим полем электромагнитной волны. В. И. Векслер [8] (и одновременно Мак-Миллан [9]) открыл механизм автофазировки, обеспечивающий эффективный захват сгустков частиц в процесс ускорения высокочастотными полями ускоряющих систем круговых ускорителей.

В СССР первые систематические работы по созданию линейных резонансных ускорителей были начаты в ХФТИ в 1946—1947 гг. по инициативе и под

руководством академика АН УССР К. Д. Синельникова. Именно по его инициативе в 1950—1952 гг. в указанном институте были запущены первые в СССР линейные ускорители протонов [10] и электронов [11].

После успешного запуска ускорителя ЛУП-20 коллективу ХФТИ было поручено создание инжектора дубнинского синхрофазотрона [12] — линейного ускорителя протонов на энергию 9 МэВ. Опыт разработки и создания ускорителей ЛУП-20, ЛУП-9 и др. показал, что при создании линейных ускорителей возникают весьма сложные радиотехнические проблемы, решение которых под силу лишь большим специализированным коллективам. Дальнейшие работы по созданию крупных линейных протонных ускорителей в СССР были продолжены в Радиотехническом институте АН СССР и Институте теоретической и экспериментальной физики.

Однако в ХФТИ и в настоящее время продолжают работы по ускорительной физике, направленные на дальнейшее изучение возможностей ускоряющих структур на стоячей волне. Рассмотрим две такие разработки.

Успешно исследовалась возможность использования резонаторной структуры с экранирующими трубками для ускорения электронов. Был создан сильноточный линейный ускоритель электронов, работающий на стоячей волне ($\lambda = 2$ м) за счет электромагнитной энергии, запасаемой в ускоряющей структуре [13]. Кроме того, был разработан и сооружен ускоритель электронов на энергию 5 МэВ и ток 8 А в импульсе длительностью 0,5 мкс [14]. Заметим, что энергию 5 МэВ электроны набирали лишь в двух ускоряющих зазорах и, поскольку на каждом зазоре существенно изменялась скорость электронов, каждый из них действовал и как мощная фокусирующая линза, обеспечивая хорошо сфокусированный пучок. Это направление, основанное на ускорении пучка за счет энергии, запасаемой в ускоряющей структуре, оказалось весьма плодотворным, и в большинстве современных сильноточных ускорителей электронов, несмотря на ка-

жущееся многообразие их схем и конструкций, используется все тот же физический принцип.

Ускоритель Альвареса использовался и для ускорения многозарядных ионов. Идея создания линейного ускорителя многозарядных ионов (ЛУМЗИ) на энергию, превышающую кулоновский барьер ядер (примерно 10 МэВ/нуклон), была обоснована в 1954 г. [15], однако отсутствие надежных данных по сечениям глубокой обдирки ионов и малогабаритных источников ионов с высоким зарядовым состоянием, а также опыта в сооружении подобных ускорителей значительно усложнили процесс разработки и создания ускорителя ЛУМЗИ-10.

Ускоритель ЛУМЗИ-10 был запущен в 1958 г. [16]. Он состоял из инжекторного комплекса (электростатический генератор на напряжение 2 МВ), обеспечивающего для легких элементов обдирку ионов при энергии 0,5 МэВ/нуклон, и основной ускоряющей секции в виде ускорителя типа Альвареса с сеточной фокусировкой. Было установлено, что эффективное ускорение многозарядных ионов возможно, но сеточная фокусировка обуславливает значительные потери интенсивности пучка. Кроме того, для увеличения интенсивности пучка необходимо существенное повышение мощности инжекторного комплекса. В 1962 г. инжекторный комплекс был полностью изменен. Вместо электростатического генератора был разработан и сооружен инжектор на базе импульсного трансформатора на напряжение 600 кВ и предобдирочная секция [17], которая ускоряла ионы до энергии 0,5 МэВ/нуклон. Предобдирочная секция была выполнена на ускоряющей структуре Альвареса с кратным дрейфом. При этом основная ускоряющая секция продолжала работать без существенных изменений. В 1965 г. основная ускоряющая секция была переведена на магнитную квадрупольную фокусировку, что позволило заметно увеличить интенсивность ускоренных частиц [18]. На этом ускорителе выполнены основные физические исследования в ХФТИ с ускоренными ионами He, Be, B и C.

Опыт эксплуатации ускорителя ЛУМЗИ-10 подтвердил, что высокий темп ускорения частиц, хорошие вакуумные условия, возможность многократной обдирки ионов на различных этапах ускорений, простота ввода и вывода пучка выгодно отличают линейный вариант ускорителя многозарядных ионов от кругового. Поэтому и в настоящее время в ХФТИ проводятся работы по дальнейшему усовершенствованию ЛУМЗИ-10.

Параметры ускорителя многозарядных ионов в целом в значительной мере определяются возможностями предобдирочной секции. Для ускорения ионов с большими массами ускоряющая структура Альвареса с кратным дрейфом недостаточно эффективна. В других ускорителях класса ЛУМЗИ-10 (Беркли (США); Дармштадт (ФРГ); Манчестер (Англия)) предобдирочные секции выполнены сейчас на ускоряющих структурах Видерое, что дало возможность ускорять ионы всех элементов вплоть до урана. Однако в ХФТИ системе Видерое нельзя использовать из-за ограниченности расстояния между инжектором и основной ускоряющей секцией. Поэтому разработан вариант Н-структуры, достаточно эффективной для ускорения ионов элементов практически всей периодической таблицы при напряжении на инжекторе 600—800 кВ, эффективно работающей в диапазоне длин волн 6—12 м и обеспечивающей высокий темп ускорения. Основная секция для реконструируемого ЛУМЗИ-10 построена на этих принципах [19], оснащена устройствами плавной регулировки энергии, имеет малые поперечные размеры при большой длине волны электромагнитных колебаний и допускает размещение в трубках дрейфа квадрупольных магнитных линз жесткофокусирующего канала [20]. В настоящее время рассматривается возможность создания предобдирочной секции такого же типа и с переменнo-фазовой фокусировкой.

Опыт разработки линейного ускорителя многозарядных ионов позволил коллективу ХФТИ предложить проект универсального линейного ускорителя многозарядных ионов всех элементов

периодической таблицы на энергии 100—200 МэВ/нуклон с интенсивностями ускоренных частиц $10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [21].

Разработке и созданию действующих ускорителей предшествовали глубокие теоретические и экспериментальные исследования, значение которых не ограничивается пределами ускорительной физики. Теоретические исследования по ускорительной физике в основном проводились под руководством академиков АН УССР А. И. Ахиезера и Я. Б. Файнберга, экспериментальные исследования — под руководством П. М. Зейдлица. После создания первых действующих ускорителей структура подразделений, занятых разработкой и эксплуатацией ускорителей, значительно усложнилась.

Вопросы динамики заряженных частиц в высокочастотных электромагнитных полях — важнейшие в физике ускорителей. Движение заряженной частицы в поле бегущей электромагнитной волны с продольной компонентой напряженности электрического поля $E_z = E_0 \exp \left\{ i \left(\omega t - \frac{w}{v_\varphi} z \right) \right\}$ описывается уравнением

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{eE_0}{m} \cos \left(\omega t - \omega \int_0^{z(t)} \frac{dz}{v_\varphi z} + \varphi_{0s} \right). \quad (1)$$

Ускорение устойчиво лишь в случае, когда частица постоянно находится в ускоряющей фазе поля, т. е. $-\frac{\pi}{2} \leq \leq \varphi_s \leq \frac{\pi}{2}$, где

$$\varphi_s = \omega \left(t - \int_0^{z(t)} \frac{dz}{v_\varphi(z)} \right) + \varphi_{0s} \quad (2)$$

и при этом частица остается на оси системы $r = 0$. Здесь и далее будем ограничиваться нерелятивистским приближением, позволяющим более наглядно иллюстрировать физическую сторону обсуждаемых проблем.

Для обеспечения условия (2) необходимо, чтобы в каждый момент времени $v_r \approx v_\varphi$. Но v_r — функция величин E_0 и φ_s , а величины E_0 и v_φ определяются электродинамическими свой-

ствами ускоряющей структуры, поэтому необходимо решать некоторую самосогласованную задачу об ускорении частицы в заданной структуре с заданными конкретными начальными условиями.

Традиционно расчет ускоряющей структуры распадается на два этапа. На первом рассчитывается ускоряющая структура для заданной или синхронной частицы (частицы с заданной фазой φ_s). На втором исследуется движение многих частиц в заданной ускоряющей структуре и определяются токовые и энергетические характеристики пучка ускоренных частиц.

Движение синхронной частицы невозможно рассчитывать, не зная общих закономерностей движения частиц в высокочастотных электромагнитных полях.

Первую работу по динамике частиц в линейном ускорителе с бегущей волной выполнил Я. Б. Файнберг [22] в 1947 г. Она была направлена на установление этих общих закономерностей. В этой работе отмечалось, что важнейшими вопросами динамики частиц являются вопросы фазовой и радиальной устойчивости. Фазовая устойчивость необходима для обеспечения эффективного захвата частиц в процесс ускорения и предотвращения выхода частиц из этого процесса, вызванного отклонениями различных параметров ускоряющей системы от расчетных значений и случайными колебаниями параметров ускоряющего высокочастотного поля. Радиальная устойчивость необходима для предотвращения радиальной расходимости пучка ускоряемых частиц, вызванной действием радиальной составляющей ускоряющего высокочастотного поля, кулоновским расталкиванием ускоряемых частиц и другими радиально дефокусирующими факторами. Было показано, что в поле бегущей электромагнитной волны фазовая устойчивость пучка наблюдается при $-\pi < < \varphi_s < 0$ и обеспечивается механизмом, родственном механизму автофазировки в круговых ускорителях. Однако оказалось, что в области фазовой устойчивости нет радиальной устойчивости и основной проблемой динамики час-

тиц в линейных ускорителях стала проблема обеспечения одновременной радиальной и фазовой устойчивости. В дальнейшем аналогичная теорема была доказана и для случая ускорения частиц в произвольном высокочастотном поле [23]. Рассмотрим основные работы, направленные на обеспечение одновременной радиальной и фазовой устойчивости в линейных резонансных ускорителях, поскольку через характеристики фазового и радиального движения определяются предельный ток, фазовая плотность тока и другие параметры ускорителя.

Для исследования устойчивости движения необходимо рассмотреть частицы, находящиеся в окрестности синхронной. Полагая $q = z(t) - z_s(t)$ и $r(t)$ достаточно малыми, получаем линеаризованные уравнения движения частицы в окрестности синхронной в виде

$$\ddot{q} + \Omega^2 q = 0, \quad \ddot{r} - \frac{1}{2} \Omega^2 r = 0, \quad (3)$$

где $\Omega = \left(-\frac{2\pi e E_0 \sin \varphi_s}{m\beta\lambda} \right)^{1/2}$ — частота фазовых колебаний, $\beta = \frac{v}{c}$, φ_s — фаза синхронной (расчетной) частицы. При $\Omega^2 > 0$ продольное движение устойчиво, а радиальное неустойчиво. Для обеспечения устойчивости радиального движения необходимо использовать дополнительные фокусирующие устройства.

На раннем этапе развития ускорителей для обеспечения радиальной устойчивости использовались либо продольные магнитные поля (в линейных электронных ускорителях), либо фольги и сетки (в линейных протонных ускорителях). Во всех случаях в результате учета действия дополнительных устройств уравнения радиального движения принимали вид

$$\ddot{r} + \left(\Omega_0^2 - \frac{1}{2} \Omega^2 \right) r = 0, \quad (4)$$

а условия устойчивого ускорения записывались так:

$$\Omega^2 > 0, \quad \Omega_0^2 - \frac{1}{2} \Omega^2 > 0. \quad (5)$$

Были найдены величины Ω_0^2 , соответствующие магнитной фокусировке [22], а также фокусировке с помощью фольги и сеток [23]. На основе полученной информации были рассчитаны первые линейные ускорители ХФТИ [10, 11, 26]. Была разработана методика расчета ускоряюще-фокусирующего тракта в ускорителе с переменной фазовой скоростью волны, позволяющая методом последовательных приближений определять геометрические параметры каждой ускоряющей ячейки по движению синхронной частицы. Эта же методика использовалась и в дальнейшем при расчете линейного ускорителя электронов на большие энергии [27].

В 1953 г. Курант и др. [24] предложили «сильную» фокусировку заряженных частиц в круговых ускорителях магнитами со знакопеременным градиентом. Эта идея была немедленно трансформирована и на линейные резонансные ускорители, что привело к созданию по крайней мере трех вариантов радиальной фокусировки, а значит, и трех направлений в развитии линейных ускорителей протонов и тяжелых заряженных частиц.

В первом варианте процесс ускорения был организован так, что продольное движение происходило в области фазовой устойчивости $\Omega^2 > 0$. Если поперечное движение рассматривать как движение в плоскости (x, y) и в трубках дрейфа разместить магнитные квадрупольные линзы с чередующимися по знаку градиентами магнитного поля $H'g(z)$, то уравнения поперечного движения заряженных частиц можно представить в виде

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \left(\frac{\beta e H'}{mc} g(z) - \frac{1}{2} \Omega^2 \right) x &= 0, \\ \ddot{y} + \left(-\frac{\beta e H'}{mc} g(z) - \frac{1}{2} \Omega^2 \right) y &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $g(z) = \pm 1$ в зависимости от знака градиента магнитного поля в линзе. При движении частицы вдоль оси ускорителя знак функции $g(z)$ периодически изменяется, так что уравнения (6) представляют собой систему уравнений с периодически изменяющимися коэффициентами. Эти уравнения имеют устойчивые или неустойчивые решения

в зависимости от параметров фокусирующего канала, входящих в $\frac{\beta e H'}{mc}$ и Ω . Выбирая параметры фокусирующего канала таким образом, чтобы движение по осям Ox и Oy было одновременно устойчивым, можно обеспечить устойчивое поперечное движение ускоримой частицы в целом. Магнитная фокусировка с помощью квадрупольных линз в дальнейшем получила широкое применение в ускорительной технике благодаря работам многих исследователей (в СССР — В. В. Владимирский, И. М. Капчинский, А. Д. Власов и др. [25]).

В настоящее время магнитная квадрупольная фокусировка общепризнана как наиболее гибкая и надежная и широко используется в линейных ускорителях тяжелых заряженных частиц. Так, в СССР магнитная квадрупольная фокусировка используется на всех больших ускорителях протонов: И-100 (инжекторе Серпуховского синхрофазотрона), И-2 (инжекторе синхрофазотрона ИТЭФ), а также на начальной части строящейся мезонной фабрики ИЯИ АН СССР [26].

Однако и этот вид фокусировки имеет определенные недостатки. Важнейшим из них является сложность конструкции всего ускоряющего канала в целом. Действительно, в трубке дрейфа необходимо разместить линзы жесткой фокусировки достаточно сложной конструкции, для которых требуется строго стабилизированное питание, сложная система охлаждения и термостабилизации, выдержать с большой точностью размеры трубок и расстояния между ними, расположить их по длине резонатора, обеспечив подвод питания, охлаждения и др. Поэтому трубка дрейфа современного линейного протонного ускорителя — наиболее сложный инженерный узел ускорителя. В последнее время определенные надежды возлагаются на трубки дрейфа с постоянными магнитами, для которых не нужно питание и размеры которых меньше. Однако при этом теряется гибкость фокусирующего канала, столь необходимая для ускорителя с плавной регулировкой энергии.

Второе направление в развитии ускорительной техники связано с работами В. А. Теплякова [27] и И. М. Капчинского [28] по высокочастотной квадрупольной фокусировке. В этих работах предложено нарушить аксальную симметрию ускоряющего канала, в результате чего высокочастотное поле в зазоре приобретает геометрию высокочастотного квадрупольного поля. Такие ускорители в настоящее время успешно реализуются [29].

Если синхронную фазу расчетной частицы изменять периодически таким образом, чтобы функция $\Omega^2(z)$ была знакопеременной, то исходные уравнения (3) можно привести к уравнениям с периодически изменяющимися коэффициентами. Каждое из уравнений имеет области параметров, где решения представляются ограниченными функциями (область устойчивого движения) или функциями, неограниченно возрастающими (область неустойчивого движения). Если области устойчивого движения как в продольном, так и в радиальном направлениях перекрываются, возможна одновременная радиальная и фазовая устойчивость (переменно-фазовая фокусировка (ПФФ)). Предложенная в 1953 г. Я. Б. Файнбергом [30] и М. Л. Гудом [31] ПФФ рассматривалась длительное время лишь как интересная физическая модель, и только через несколько лет эта модель была доработана до состояния, допускающего практическое применение. Сначала был сделан шаг к асимметричной фазопеременной фокусировке (АФПФ) [32] (изложение свойств АФПФ и подробная библиография по этому варианту ПФФ приведены в работе [26]), а в дальнейшем была предложена в ХФТИ еще более эффективная модифицированная переменно-фазовая фокусировка [33]. В настоящее время показано [31], что при МФПФ можно успешно решать те же вопросы, что и при магнитной квадрупольной фокусировке (по величине ускоряемого тока, качеству пучка).

Рассмотрим физические особенности ускоряюще-фокусирующего канала с ПФФ и отличительные признаки различных вариантов. Для иллюстрации ограничимся линейными уравнениями

продольных и поперечных колебаний в виде (3). Меняя фазовую скорость волны (в структурах с бегущей волной) или длину трубок дрейфа, а значит, и период структуры (в ускорителях со стоячей волной), величину $\Omega^2(z)$ можно сделать знакопеременной по длине ускоряющего канала, в результате чего частица попеременно будет двигаться то в области фазовой устойчивости и радиальной неустойчивости, то в области фазовой неустойчивости и радиальной устойчивости. Задача сводится к выбору такого закона изменения фазы частицы относительно волны, при котором обеспечивается захват максимального числа частиц в процесс ускорения и их устойчивое ускорение до заданной энергии.

С формальной точки зрения система уравнений (3) является системой уравнений второго порядка с периодически изменяющимися коэффициентами:

$$y'' + \Omega^2(z)y = 0, \quad (7)$$

где $\Omega^2(z)$ — знакопеременная функция с периодом L ,

$$\Omega^2(z+L) = \Omega^2(z). \quad (8)$$

Как известно, общее решение уравнения (7) можно построить из двух частных фундаментальных решений $u_1(z)$ и $u_2(z)$, удовлетворяющих условиям $u_1(0) = 1$, $u_1'(0) = 0$, $u_2(0) = 0$, $u_2'(0) = 1$.

Тогда

$$y_{\pm}(z) = A \left\{ u_1(z) + \frac{e^{\mp i\psi} - u_1(L)}{u_2(L)} u_2(z) \right\}, \quad (9)$$

где фазовый множитель определяется уравнением

$$\cos \psi = \frac{1}{2} (u_1(L) + u_2'(L)). \quad (10)$$

Решения типа (9) имеют вид «бегущих волн», т. е. при перемещении на период L решения умножаются на множитель $e^{\pm i\psi}$ и при действительном ψ соответствующие решения описывают устойчивое движение. Таким образом, в рассматриваемом случае решение каждого из уравнений (3) имеет вид (7) и требуется выбрать такой закон изменения фазы частицы, при котором величины ψ_q и ψ_r одновременно удов-

летворяют условиям

$$|\cos \psi_q| \leq 1, \quad |\cos \psi_r| \leq 1. \quad (11)$$

Тогда оба уравнения будут иметь устойчивые решения, определяемые характером решений на первом периоде, а величины $\psi_q \frac{\omega_q L}{v}$ и $\psi_r \frac{\omega_r L}{v}$ будут определять частоты фазовых ω_q и радиальных ω_r колебаний.

Решения уравнения типа (7) легко исследовать в случае, когда $\Omega^2(z)$ — ступенчатая функция. Это обстоятельство отмечено в работе [22], однако соответствующие исследования не были проведены.

Пусть на периоде L ступенчатая знакопеременная функция $\Omega^2(z)$ принимает два значения: $\Omega^2(z) = \Omega_1^2$ при $0 \leq z \leq a_1$ и $\Omega^2(z) = -\Omega_2^2$ при $a_1 \leq z \leq a_1 + a_2 = L$. Для определения частоты фазовых колебаний из (10) получим выражение

$$\cos \psi_q = \cos \Omega_1 a_1 \operatorname{ch} \Omega_2 a_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_1}{\Omega_2} - \frac{\Omega_2}{\Omega_1} \right) \times \\ \times \sin \Omega_1 a_1 \operatorname{sh} \Omega_2 a_2, \quad (12)$$

а для частоты радиальных колебаний имеем

$$\cos \psi_2 = \operatorname{ch} \frac{\Omega_1 a_1}{\sqrt{2}} \cos \frac{\Omega_2 a_2}{\sqrt{2}} - \\ - \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_2}{\Omega_1} - \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \right) \operatorname{sh} \frac{\Omega_1 a_1}{\sqrt{2}} \sin \frac{\Omega_2 a_2}{\sqrt{2}}. \quad (13)$$

Совместное решение уравнений (3) определяет области одновременной радиальной и фазовой устойчивости. Это решение можно провести численными методами, однако интересующие нас выводы можно получить и аналитически. Рассмотрим случай малых Ωa :

$$|\Omega_1 a_1| \ll 1, \quad |\Omega_2 a_2| \ll 1, \quad (14)$$

который легко реализуется в начальной части ускорителя тяжелых заряженных частиц. Тогда ввиду малости аргументов имеем

$$\cos \psi_q = 1 - \frac{1}{2!} (L^2 \bar{\Omega}^2) + \frac{1}{4!} (L^2 \bar{\Omega}^2)^2 - \dots \\ \dots - \frac{1}{24} a_1^2 a_2^2 (|\Omega_1|^2 + \\ + |\Omega_2|^2)^2 - \dots = \cos \bar{\Omega} L - v_q^2 \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \cos \psi_r &= 1 + \frac{1}{2!} \left(\frac{L^2 \bar{\Omega}^2}{2} \right) + \\ &+ \frac{1}{4!} \left(\frac{L^2 \bar{\Omega}^2}{2} \right)^2 + \dots - \frac{1}{24} \times \\ &\times a_1^2 a_2^2 \left(\frac{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}{2} \right)^2 - \dots \\ &\dots = \text{ch} \frac{\bar{\Omega} L}{\sqrt{2}} - v_r. \end{aligned} \quad (16)$$

При выполнении неравенств (14) величины v_q и v_r также малы и одновременная радиальная и фазовая устойчивости будут лишь при условии $\bar{\Omega}^2 \approx \approx 0$, когда частоты фазовых и радиальных колебаний малы

$$\omega_q = \frac{a_1 a_2 v}{2 \sqrt{3} L} (|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2), \quad \omega_r = \frac{1}{2} \omega_q, \quad (17)$$

что совпадает с соответствующими результатами работы [22]. Следовательно, жесткость фокусирующих сил мала и не обеспечивает формирование хорошего пучка, отчего симметричная ($\bar{\Omega}^2 = 0$) ПФФ в своем первоначальном варианте не получила практического применения.

Для обеспечения достаточной жесткости канала необходимо работать не на границе области устойчивости $\cos \psi \sim \pm 1$, а в центре этой области $\cos \psi \sim 0$. Из условий (11) видно, что при $v_q > v_r$ получить одновременно устойчивое продольное и поперечное движение можно лишь, если $\bar{\Omega}^2 < 0$, т. е. среднее значение синхронной фазы смещено в область устойчивых радиальных колебаний. Вариант ПФФ, при котором $\bar{\Omega}^2 \neq 0$ за счет несимметричного (относительно равновесной фазы) изменения фазы, получил название асимметричной фазово-переменной фокусировки (АФПФ) [32]. Заметим, что асимметрию в распределении Ω^2 можно получить и при симметричном распределении фазы по ускоряющему каналу, если относительное изменение скорости частицы сравнимо с величиной самой скорости, что может иметь место на начальных участках ускорения при низкой энергии инжекции частиц. Следует также отметить, что если название ПФФ отражает качественно новый характер самого метода фокусиров-

ки, то название АФПФ — только выбор среднего значения частоты без указания правил, по которым она должна выбираться. Тем не менее исследование ускоряющих каналов с АФПФ позволило доказать перспективность метода ПФФ в ускорительной физике.

Можно в данном случае сформулировать некоторые правила оптимизации ускоряющего канала с АФПФ. В случае малых Ωa выполняется соотношение $v_r = \frac{1}{4} v_q$. Не нарушая общности, можно считать, что в общем случае

$$v_r = k v_q, \quad (18)$$

где k — коэффициент пропорциональности ($k > 0$). Тогда из условий (11) следует, что при $k < 1$ устойчивое движение оптимально лишь при $\bar{\Omega}^2 < 0$ и оптимальное значение $\bar{\Omega}$ находится из уравнения

$$\cos \frac{\bar{\Omega} L}{\sqrt{2}} = k \text{ch} \bar{\Omega} L. \quad (19)$$

В частности, при $k = 1/4$, $\bar{\Omega} L = 1,410$ и с уменьшением k величина $\bar{\Omega} L$ увеличивается. При $k > 1$ устойчивое движение оптимально при $\bar{\Omega}^2 > 0$ и оптимизированное значение $\bar{\Omega}$ определяется уравнением

$$\text{ch} \frac{\bar{\Omega} L}{\sqrt{2}} = k \cos \bar{\Omega} L. \quad (20)$$

Наконец, при $k = 1$ (если такой вариант возможен) оптимальное устойчивое движение будет при $\bar{\Omega}^2 = 0$. Можно показать, что если период фокусировки состоит не из двух, а из большего числа отрезков с соответствующими значениями величины Ω_i^2 , то все приведенные выше рассуждения, а также соотношения (15), (16) и (18) — (20) справедливы по отношению к среднему значению величины $\bar{\Omega}$:

$$\bar{\Omega} = \sqrt{\bar{\Omega}^2}, \quad \bar{\Omega}^2 = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^N \Omega_i^2 a_i, \quad L = \sum_{i=1}^N a_i. \quad (21)$$

Увеличение числа ускоряющих периодов в фокусирующем периоде приводит к увеличению жесткости ускоряюще-фокусирующего канала, что отмечено и в работе [35].

Таким образом, в оптимизированном варианте ПФФ среднее значение величины Ω^2 уже определяется, хотя способ построения канала допускает известный произвол. Однако если при этом наложить определенные условия и на функцию (9), заданную на первом периоде, то этот произвол будет минимален.

Заметим, что зависимость $\Omega^2(z)$ из (3) и (2) существенно нелинейна, поэтому при построении оптимизированного канала с ПФФ в благоприятных условиях находится лишь небольшая группа частиц, расположенных в окрестности синхронной. Это ограничивает токовые характеристики ускорителя с ПФФ, и поэтому, чтобы избавиться от оставшихся ограничений, предложен качественно новый метод построения ускоряюще-фокусирующего канала. Суть этого метода состоит в том, что ускоряюще-фокусирующий канал рассчитывают не по одной синхронной частице, а по группе частиц, оконтуривающих некоторую достаточно широкую область как в плоскости продольного, так и в плоскости поперечного движения.

Число таких частиц не должно быть достаточно большим, поскольку с ростом их числа усложняется расчет ускоряющего зазора, но это число не должно быть и очень малым, так как не однозначно будет определена область устойчивого движения частиц. Принято выбирать число этих частиц порядка 20—30, с синхронной частицей в обычном понимании в центре расчетной группы и эту группу называют начальным ансамблем частиц. Каждый последующий ускоряющий зазор рассчитывается по всему начальному ансамблю частиц, и хотя ни одна из них не находится в условиях оптимального движения, большая область на фазовой плоскости как продольного, так и поперечного движения вписывается в параметры ускоряюще-фокусирующего канала. Фаза центральной или синхронной частицы, а также число ускоряющих периодов в одном фокусирующем определяются теперь однозначно изложенными выше требованиями. Вариант ПФФ, рассчитанный не по одной

синхронной частице, а по начальному ансамблю этих частиц, назван модифицированной переменнo-фазовой фокусировкой (МПФФ). Исследованные к настоящему времени ускоряюще-фокусирующие каналы с МПФФ подтверждают возможность построения линейного протонного ускорителя или ускорителя более тяжелых частиц с высокими токовыми характеристиками [34]. Ускоряющий тракт рассчитывается после того, как из более общих дополнительных соображений выбраны вариант фокусировки, рабочие параметры высокочастотного ускоряющего поля и оценены ожидаемые параметры пучка. Для расчета необходимо знание электродинамических параметров ускоряющей структуры в достаточно широком интервале, допускающем применение метода последовательных приближений.

Первые схемы инженерно-физического расчета ускоряющей структуры для ускорителя с бегущей волной предложены в работах [11, 36], а для ускорителя со стоячей волной — в работе [10]. В дальнейшем были выполнены многочисленные исследования по созданию эффективных методов расчета электродинамических параметров различных ускоряющих структур, проведены сравнения различных методов расчета с экспериментом, выбраны наиболее экономичные и эффективные схемы расчетов ускоряющего тракта. В конечном итоге эти расчеты сводятся к интегрированию уравнений движения синхронной частицы (1) в высокочастотных полях ускоряющей системы, геометрические параметры которой находятся методом последовательных приближений. В настоящее время методы расчета ускоряющих структур и ускоряющего тракта разработаны достаточно полно, и результаты этих исследований обобщены в монографиях [37, 38] для ускорителей со стоячей и с бегущей волной.

Изложим соображения, которые обычно принимаются во внимание при выборе основных параметров, определяющих движение синхронной частицы. Модуль амплитуды ускоряющего поля определяется уровнем подводимой мощности ВЧ-колебаний и должен обеспе-

чить достаточно высокий темп ускорения, но в то же время не приводить к возникновению пробоев, нарушающих устойчивую работу ускорителя.

Закон изменения амплитуды ускоряющего поля вдоль ускорителя с бегущей волной определяется затуханием поля в ускоряющей структуре, обусловленным поглощением энергии ВЧ-колебаний в стенках ускоряющей структуры и расходом энергии на ускорение пучка. Закон изменения амплитуды ускоряющего поля вдоль ускорителя со стоячей волной определяется в первую очередь качеством настройки элементов структуры по длине ускорителя, потерями энергии в стенках ускоряющей структуры и расходом энергии на ускорение пучка. Наиболее трудное управление полем при токах, когда затраты энергии на ускорение пучка соизмеримы с потерями энергии в стенках ускоряющей структуры, хотя в определенных пределах возможна автоматическая подстройка синхронной фазы частицы к сложившемуся уровню поля, компенсирующая изменения величины поля [39]. Нагрузка ускорителя пучком приводит к ряду дополнительных эффектов. В ускорителях с бегущей волной изменяются входное сопротивление ускоряющей структуры и фазовая скорость волны в волноводе. В настоящее время эти вопросы достаточно тщательно изучены и найдены способы компенсации соответствующих изменений [40, 41]. В ускорителях со стоячей волной нагрузка секций пучком приводит к изменению входного сопротивления резонатора, а также к отклонению резонансной частоты и фазы от заданных значений. И в этих случаях найдены достаточно эффективные методы компенсации амплитуды ускоряющего поля, фазы и частоты [42].

Закон изменения синхронной фазы расчетной частицы выбирается в известной мере произвольно, так как требования к функции $\varphi_s(z)$ диктуются лишь общими соображениями: 1) любые изменения φ_s должны происходить в пределах области одновременной радиальной и фазовой устойчивостей; 2) начальное значение синхронной фазы

φ_{0s} при ускоряющем поле (1) должно быть максимально возможным, поскольку угол захвата частиц в процессе ускорения по продольному движению порядка $3\varphi_{0s}$; 3) в дальнейшем φ_s должно уменьшаться, а темп ускорения увеличиваться, но не настолько быстро, чтобы сгусток захваченных частиц мог рассыпаться. Тем не менее и здесь имеются возможности для улучшения параметров пучка.

В последние годы выполнены исследования, рекомендующие выбирать закон изменения $\varphi_s(z)$ таким образом, чтобы приблизиться к условиям максимального захвата инжектируемых частиц в процесс ускорения.

И лишь после того, как выбрана и рассчитана ускоряющая структура по отдельной синхронной частице, численными методами исследуются реальные ожидаемые токовые и энергетические характеристики всего пучка. Следует заметить, что эти характеристики всегда представляли большой интерес для разработчиков ускорителей. Основные физические факторы, ограничивающие величину тока ускоренных частиц в линейном резонансном ускорителе и определяющие эмиттанс пучка, рассмотрены в работе [23]. Отмечается, что важнейшую роль в динамике пучка играют силы кулоновского расталкивания частиц.

В дальнейшем вопросу о предельном токе в ускорителях с жесткой магнитной фокусировкой были посвящены специальные исследования. В работе [28] приведены соотношения, аналитически определяющие предельный ток в ускорителе с малым темпом ускорения. В последние годы в нашей стране и за рубежом разработаны программы, позволяющие с помощью ЭВМ численно моделировать ускорение пучка заряженных частиц в линейном резонансном ускорителе с учетом кулоновского взаимодействия частиц и при любом темпе ускорения (например, метод «крупных» частиц).

Этими методами исследованы токовые и энергетические характеристики основных типов линейных ускорителей электронов, протонов и многозарядных ионов. В результате этих исследований

установлено, что в линейных ускорителях протонов практически осуществимо ускорение токов до 0,25—0,30 А в импульсе, что достаточно для большинства практических приложений. Энергетический разброс частиц на выходе находится в пределах 1,0—0,1%, а угловая расходимость пучка составляет 10^{-2} — 10^{-3} рад.

Второе важное направление исследований по физике ускорителей связано с разработкой ускоряющих структур. Электродинамика ускоряющих структур представляет собой раздел электродинамики полых систем. Главная задача, решаемая в рамках этих исследований, — формирование в ускоряющем канале электромагнитных полей большой напряженности, пригодных для ускорения заряженных частиц в течение многих периодов высокочастотного поля. Исследования по электродинамике ускоряющих структур начаты в ХФТИ в 1947 г. и продолжаются в настоящее время. Прежде всего необходимо отметить работы по спиральным волноводам [22, 43], а также работы по диафрагмированным волноводам [40]. Уже на ранней стадии развития физики линейных ускорителей было ясно, что диафрагмированные волноводы наиболее перспективны для ускорения электронов, в то время как спиральные волноводы могут применяться в ускорителях тяжелых заряженных частиц. Однако выяснилось, что с ростом фазовой скорости волны в спиральных волноводах резко возрастают удельные потери мощности ВЧ-колебаний, поэтому такие системы не выдержали конкуренции с ускоряющими структурами типа Альвареса [44]. В работе [45] сопоставлены различные варианты ускоряющих структур и сделан вывод о том, что для ускорения тяжелых заряженных частиц технически наиболее доступной и эффективной является ускоряющая структура Альвареса. Развитие ускорителей протонов и многозарядных ионов подтвердило правильность этого вывода. Лишь в последние годы в связи с успехами в разработке сверхпроводящих материалов спиральные волноводы и построенные на их основе спиральные резонаторы снова

начали использовать в ускорительной технике как системы, дополняющие в области малых фазовых скоростей систему Альвареса. Были предложены варианты Н-резонаторов, которые заменяются в настоящее время. Однако большинство действующих линейных ускорителей протонов и основные секции линейных ускорителей многозарядных ионов выполнены на основе структуры Альвареса. В ХФТИ проводились исследования, направленные на совершенствование системы Альвареса, а также разрабатывающие теорию Н-систем.

Ускоряющая структура Альвареса представляет собой цилиндрический резонатор, в котором возбуждаются колебания типа E_{010} , резонансная частота которых

$$\omega_{010} = 2,405 \frac{c}{R}. \quad (22)$$

Здесь R — радиус резонатора, c — скорость света.

В таком резонаторе на частоте ω_{010} электромагнитное поле имеет две компоненты

$$E_z = E_{010} J_0 \left(2,405 \frac{r}{R} \right) \cos \omega_{010} t, \quad (23)$$

$$H_\varphi = E_{010} J_1 \left(2,405 \frac{r}{R} \right) \sin \omega_{010} t.$$

Здесь E_{010} — напряженность ускоряющего поля на оси резонатора, $J_n(x)$ — функция Бесселя n -го порядка. За время одного полупериода поля частица движется в ускоряющей фазе и проходит путь, примерно равный $\beta\lambda/2$, где $\beta = \frac{v}{c}$ — отношение средней в ускоряющем зазоре скорости частицы к скорости света, λ — рабочая длина волны электромагнитных колебаний. Этот путь намного меньше общей длины резонатора. Поэтому, чтобы экранировать частицу от поля в тормозящей фазе, на оси резонатора размещаются трубки дрейфа, длина которых также порядка $\beta\lambda/2$. Таким образом, цилиндрический резонатор ускоряющей структуры Альвареса на оси нагружен трубками дрейфа, число которых равно числу периодов высокочастотного поля, в течение которых происходит ускорение частицы.

С электродинамической точки зрения каждая трубка дрейфа является возмущением. При возмущении резонатора резонансная частица смещается, вследствие чего изменяется и структура поля. Если возмущение мало, то и обусловленные им изменения частоты и поля незначительны. Согласно общей теории нагруженных резонаторов, разработанной в приближении малых возмущений, изменения частоты и поля можно представить в виде

$$\omega^2 = \omega_{010}^2 \left[1 + \frac{1}{\omega_0} \int_V (H^2 - E^2) dV \right], \quad (24)$$

$$E_{0z} = E_{010} + \sum_N \frac{V'}{V} \frac{\omega^2 - \omega_{010}^2}{\omega^2 - \omega_N^2} E_{N,z}. \quad (25)$$

Здесь V' — объем возмущения; V — объем резонатора; суммирование проводится по всем возможным типам колебаний, кроме рассматриваемого; N — совокупность трех индексов m , n , l , характеризующих тип колебаний в полой резонаторе; $E_{N,z}$ — коэффициенты, зависящие от геометрии и места расположения возмущения; ω_0 — нормировочный коэффициент.

Из (24) следует, что если трубки дрейфа размещены на оси резонатора, где $H = 0$, то резонансная частота уменьшается. Если же деформировать участок боковой стенки резонатора, где $E = 0$, то резонансная частота увеличится. Боковая стенка резонатора деформируется объемными настройщиками. Сочетая трубки дрейфа с объемными настройщиками, можно сохранить неизменной рабочую частоту всех элементарных ячеек резонатора, а значит, как видно из (25), однородное ускоряющее поле вдоль оси ускорителя.

Задача по выравниванию ускоряющего поля в резонаторе усложняется тем, что длины трубок дрейфа изменяются в соответствии с законом движения частицы. Предложено несколько вариантов выравнивания поля с помощью различных дополнительных устройств. Первоначально для выравнивания поля вдоль оси ускорителя предполагалось использовать металлические диски, насаженные на трубки дрейфа [46], однако в дальнейшем задачу по выравниванию поля начали решать совместно

со стабилизацией распределения поля. Как отмечалось ранее, все действующие протонные и большинство проектируемых линейных протонных ускорителей на энергии до 150—200 МэВ основываются на ускоряющих структурах Альвареса. Но ускоряющая структура Альвареса, несмотря на многие преимущества, имеет два существенных недостатка. Первый из них — наличие близких по частоте соседних мод колебаний. Возбуждение наряду с основной близких по частоте соседних мод колебаний существенно ухудшает параметры ускоряющей структуры. Для устранения этого недостатка предложено два пути: 1) предъявлять предельно высокие требования к точности изготовления и настройки элементов структуры, кроме того, такие же требования предъявлять к системам термостатирования ускоряющей системы; 2) в полость резонатора вводить дополнительные стабилизирующие элементы, число которых достаточно велико.

Второй недостаток этой ускоряющей структуры связан с тем, что в ней невозможно изменять энергию ускоренных частиц, т. е. каждая ускоряющая структура предназначена для ускорения заряженных частиц до строго определенной энергии. Это обусловлено тем, что в широком интервале энергий движение протонов и тяжелых заряженных частиц слабо релятивистское. Поэтому с ростом энергии увеличивается и скорость частиц. Между скоростью частиц, напряженностью ускоряющего поля и расстояниями между трубками дрейфа имеется жесткая связь. Это значит, что каждый резонатор ускорителя типа ускорителя Альвареса может работать лишь при заданном уровне вводимой высокочастотной мощности и ускорять частицы лишь до определенной энергии.

Невозможность плавной регулировки энергии в линейных протонных ускорителях ограничивала их применение. Как правило, ускорители типа ускорителя Альвареса используются как инжекторы протонов в большие круговые ускорители.

В последние годы в ХФТИ выполнены теоретические и эксперименталь-

ные работы, направленные на устранение этих недостатков. Правильное направление поисков сначала было найдено экспериментально [47, 48], и лишь в дальнейшем [49, 50] обосновано теоретически. В настоящее время выполнены глубокие исследования, позволившие всесторонне изучить явление, положенное в основу новых методов управления структурой поля в резонаторе. Оно состоит в использовании резонансных управляющих и стабилизирующих элементов.

В качестве примера, иллюстрирующего принцип работы резонансного элемента в резонаторе линейного ускорителя, рассмотрим классическую задачу о возмущении резонатора малым диэлектрическим телом. Слэтер и Майер показали, что если в полость с электромагнитными колебаниями частоты ω вносится малое диэлектрическое тело объемом V' с проницаемостью ε , то происходит определенный сдвиг частоты $\Delta\omega$ для сферического тела:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{3}{2} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{V' E_{0z}^2(z_0)}{\int_V E_{0z}^2 dV}, \quad (26)$$

где $E_{0z}(z_0)$ — невозмущенное поле в месте нахождения возмущающего тела z_0 (шарик расположен в произвольной точке z_0 на оси резонатора). Формула (26) используется в измерительной технике для снятия относительного распределения поля в резонаторе по измеряемому сдвигу частоты. В наших рассуждениях (малое возмущающее тело) поле в резонаторе незначительно отличается от невозмущенного, поэтому вычисления можно выполнить до конца и формулу (26) представить в виде

$$\frac{\omega^2 - \omega_N^2}{\omega^2} = -6 \frac{V'}{V} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \times \left(\frac{\omega_{010}}{\omega_N} \right)^2 \frac{\cos^2 k_{3l} z_0}{J_1^2(2,405)}, \quad (27)$$

Здесь k_{3l} — продольное волновое число. Из (27) следует, что сдвиг частоты пропорционален отношению объема шарика к объему резонатора и, поскольку это отношение мало, величина относительного сдвига частоты также мала.

Это типичный пример нерезонансного сдвига.

Если же шарик изготовлен из материала с большой диэлектрической проницаемостью и малым углом потерь, возможны условия, при которых возбуждение шарика будет резонансным, а сдвиг частоты большим. Оказывается, что формула (27) справедлива для произвольных возмущений, если вместо ε понимать величину $\varepsilon_{\text{эфф}}$:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \varepsilon F(ka\sqrt{\varepsilon}), \quad F(x) = \frac{2(\sin x - x \cos x)}{(x^2 - 1) \sin x + x \cos x}. \quad (28)$$

Поскольку функция $F(x)$ знакопеременная, возможна ситуация, при которой $\varepsilon F(ka\sqrt{\varepsilon}) + 2 \rightarrow 0$ и сдвиг частоты $\Delta\omega$ становится большим, несмотря на малость отношения V'/V . Этим условием и определяется резонансный характер влияния шарика на колебания в полости. Большой сдвиг частоты сопровождается значительной перестройкой структуры поля в полости, что и используется для разделения типов колебаний и регулировки энергии частиц.

Первоначально в качестве резонансного элемента использовался четвертьволновой вибратор. При малом погружении вибратора в полость резонатора применимо соотношение (24), подобное соотношению (26). Однако в дальнейшем с увеличением глубины погружения стержня соотношение (26) нарушается и начинается резонансное взаимодействие стержня с полем в полости. Условия резонансного взаимодействия стержня находятся из дисперсионного уравнения нагруженного резонатора

$$\frac{\omega^2 - \omega_N^2}{\omega^2} = -\frac{c^2 R_0}{\omega \omega_N V} \frac{\text{tg} \frac{2\pi b}{\lambda}}{\ln \frac{b}{2d}} \left(1 - \cos \frac{2\pi b}{\lambda} \right), \quad (29)$$

подобного уравнению (27) с учетом (28). Здесь R_0 — константа, зависящая от положения стержня в резонаторе; d — его диаметр.

Оказалось, что в качестве резонансных элементов могут быть использованы и боковые и торцевые стержни, метал-

лические петли с разрывом и без него, диэлектрические и ферритовые вставки, а также высокочастотные резонаторы, связанные с основным резонатором через окна связи.

Использование резонансных настроечных элементов позволило существенно улучшить ускоряющую структуру Альвареса, а также решить проблемы стабилизации распределения полей и плавную регулировку энергии ускоренных частиц в широких пределах. На ускорителе ЛУП-9, созданном в ХФТИ для отработки отдельных узлов ускорителя [51], система плавной регулировки энергии внедрена в 1969 г. и дает возможность изменять энергию в пределах 3—9,2 МэВ плавно, с сохранением тока ускоренных частиц и качества пучка. Изменение энергии частиц до 10% установленной осуществляется с пульта управления ускорителя изменением лишь глубины погружения стержня, а более глубокая перестройка, включающая изменение положения объемных настройщиков вручную, занимает примерно 6—7 мин.

На электрической модели ускорителя типа Альвареса показано, что принцип плавной регулировки энергии резонансными управляющими стержнями осуществим вплоть до энергий 150—200 МэВ, при которых эффективна рассматриваемая ускоряющая структура.

Следует обратить внимание еще на один недостаток ускоряющей структуры Альвареса — ее большие размеры. Действительно, основным технологическим размером структуры является длина трубки дрейфа, которая имеет величину порядка $\beta\lambda/2$. Но для тяжелых частиц в начале ускорения величина β достаточно мала и необходимый размер трубки дрейфа можно обеспечить лишь в диапазоне метровых волн. С другой стороны, согласно соотношению (22) поперечный размер резонатора определяется длиной волны и равен $2R = \lambda/4,3$. Поэтому системы Альвареса имеют большие поперечные размеры, а стремление увеличить начальное значение β приводит к необходимости использовать высоковольтные инжекторы, что дополнительно увеличивает размеры ускорителя. Именно поэтому про-

тонные ускорители остаются уникальными установками и не применяются в промышленности.

В ХФТИ успешно решена проблема уменьшения габаритов линейного ускорителя протонов и многозарядных ионов. Это достигнуто использованием двух разработок. В 50-х годах было показано, что поперечные размеры резонатора можно существенно уменьшить путем перехода к резонаторам, сильно нагруженным развитыми металлическими поверхностями (гребенками). Эти резонаторы получили общее название Н-резонаторов. Работы были продолжены в ХФТИ и завершились созданием компактных резонаторов малогабаритных протонных ускорителей. Использование фазопеременной фокусировки позволило существенно уменьшить размеры трубок дрейфа и перейти к малым энергиям инжекции (100—150 кэВ). Таким образом, положено начало созданию малогабаритных линейных ускорителей протонов и многозарядных ионов для различных применений в народном хозяйстве. Примером такого ускорителя может быть малогабаритный линейный ускоритель дейтронов [52]. Работы по электродинамике ускоряющих структур, выполненные в ХФТИ, потребовали разработки новых методов решения и решения ряда общих задач классической электродинамики. Рассмотрим некоторые из них.

Непрерывный процесс ускорения частицы полем электромагнитной волны возможен в случае, когда скорость частицы совпадает с фазовой скоростью волны. Поэтому работы по разработке теории ускорителей инициировали многочисленные исследования систем, в которых распространяются «медленные» электромагнитные волны. Обзор [53] по медленным электромагнитным волнам долгие годы был руководством разработчиков ускоряющих систем. Были предложены [54, 55] и разработаны замедляющие системы, использующие естественные диэлектрики. Теоретические исследования подобных систем завершились разработкой теории искусственных диэлектриков [56].

Была изучена физика формирования медленных электромагнитных волн в

системах, не содержащих диэлектриков. Показано, что в результате многократных отражений быстрых волн на периодически расположенных неоднородностях формируется фазовый сдвиг между полями в точках, расположенных вдоль волновода и разделенных периодом структуры. Этот сдвиг формально соответствует возникновению «медленной» электромагнитной волны. Однако, наряду с «медленной» волной всегда есть пространственные гармоники, не участвующие в ускорении частицы, но отвлекающие на себя часть высокочастотной электромагнитной энергии [57]. Интересно, что такой же физический механизм формирования медленных волн и в природных диэлектриках. Из сферических гармоник, рассеиваемых атомами среды и распространяющихся со скоростью света, в результате интерференции формируется волна, фазовая скорость которой определяется диэлектрической и магнитной проницаемостями среды.

Растет электродинамических характеристик ускоряющей системы связан с решением определенных краевых задач, поэтому развитие теории ускорителей стимулировало развитие новых методов решения внутренних краевых задач электродинамики. Метод решения таких задач на основе интегральных уравнений макроскопической электродинамики [58] положил начало новому разделу классической электродинамики — электродинамике с нелокальными граничными условиями [59]. С помощью этого метода решены принципиально важные краевые задачи, например задача о дифракции плоской электромагнитной волны на диэлектрическом клине [60, 61] и другие [62].

Многие работы, инициированные исследованиями по физике ускорителей, приобрели в дальнейшем самостоятельное значение. Рассмотрим некоторые из них.

В 40-х годах формировались теории и методы описания взаимодействия пучков заряженных частиц с медленными электромагнитными волнами. Было показано, что если в «холодной» системе без пучка дисперсионное уравнение линии, в которой распространяются мед-

ленные волны, дает лишь два характерных решения для прямой и обратной волн, то в «горячей» системе с пучком таких характерных решений четыре. Изучая аналогичную ситуацию, возникающую при распространении пучков в плазме, удалось обнаружить высокочастотные плазменные неустойчивости [63]. Два новых решения дисперсионного уравнения, возникающих как в линии, нагруженной пучком, так и в плазме, пронизываемой электронным пучком, имеют близкую физическую природу и дают так называемые неустойчивые решения. Эти неустойчивые решения положены в основу методов генерирования и усиления сверхвысокочастотных колебаний и постоянно встречаются во всех устройствах по удержанию и нагреванию плазмы. Они могут встретиться при определенных обстоятельствах и в ускорительном канале и привести к разрушению пучка ускоренных частиц [64].

С другой стороны, при изучении особенностей формирования неустойчивых волн в специально организованных плазменных и пучковых средах были высказаны предположения о возможности использования этих волн для ускорения тяжелых заряженных частиц электрическими полями волн плотности заряда [65, 66].

Второй пример связан с работами по излучению энергии движущимися частицами. Естественно, что транспортировка частиц на большие расстояния предполагает минимальные потери на излучение, поэтому в 40-х и 50-х годах выполнены теоретические исследования потерь энергии заряженными частицами в различных конкретных ситуациях. К этому времени было известно, что при прохождении границы раздела двух сред частица теряет энергию на «переходное» излучение. При движении заряженной частицы с постоянной скоростью в среде частица начинает терять энергию на излучение, как только скорость ее становится больше фазовой скорости электромагнитных волн в среде. Казалось бы, имеется два различных физических явления, однако в работе [67] показано, что если частица движется через периодически неоднородную

среду (слоистый диэлектрик), то при определенных условиях излучения от каждой из границ раздела сред складываются когерентно и формируется так называемое параметрическое черенковское излучение, занимающее в физическом смысле промежуточное положение между переходным и черенковским излучениями. Если длина волны излучения больше периода слоистой среды, то такая среда в электродинамическом отношении эквивалентна однородному, хотя и анизотропному диэлектрику. В этом приближении «параметрическое» черенковское излучение полностью переходит в обычное черенковское излучение частицы, движущейся в однородном анизотропном диэлектрике.

Таким образом, в процессе развития ускорительной физики в ХФТИ заложены не только научные основы современных ускорителей, но и получены многочисленные результаты, представляющие значительный интерес.

1. Лейпунский А. И., Синельников К. Д., Вальтер А. К., Латышев Г. Д.— Phys. Z. Sov., 1932, 2, вып. 3, с. 285.
2. Вальтер А. К., Синельников К. Д., Таранов А. Я.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1938, № 1/2, с. 13—23.
3. Вальтер А. К., Цыгало А. А.— ПТЭ, 1957, № 4, с. 3—12.
4. Акианов Б. С.— В кн.: Электростатические генераторы. М.: Атомиздат, 1959, с. 46—55.
5. Пивовар Л. И., Тубаев В. М., Новиков М. Т.— ЖТФ, 1960, 30, № 1, с. 74—81.
6. Пивовар Л. И., Тубаев В. М.— ЖТФ, 1962, 32, № 6, с. 713—718.
Вальтер А. К., Таранов А. Я., Пивовар Л. И. и др.— В кн.: Электростатические генераторы. М.: Атомиздат, 1959, с. 193—199.
7. Владимирский В. В.— ЖТФ, 1947, 17, с. 1269—1276.
8. Векслер В. И.— Докл. АН СССР, 1944, 43, с. 346—349.
9. McMillan E. M.— Phys. Rev., 1950, 80, p. 493—494.
10. Синельников К. Д., Зейдлиц П. М., Некрашевич А. М. и др.— В кн.: Тр. сессии АН УССР по мирному использованию атом. энергии. Киев. Изд-во АН УССР, 1958, с. 5—15.
11. Синельников К. Д., Зейдлиц П. М., Гришаев И. А. и др.— Там же, с. 16—23.
12. Синельников К. Д., Зейдлиц П. М., Некрашевич А. М. и др.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1962, с. 94—108.
13. Хижняк Н. А., Голок В. Т., Чечкин В. В., Назаров Н. И.— АЭ, 1961, 11, № 1, с. 34—40.
14. Голок В. Т., Волотин Л. И., Чечкин В. В. и др.— Там же, с. 41—45.
15. Розенцвейг Л. Н., Любарский Г. Я.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1962, с. 151—160.
16. Bolotin L. J., Revutskij E. J., Chernyan P. L. et al.— In: Proc. Int. Conf. high energy acceler. and instrum., Geneva, 1958, GERN, 1959, p. 644—652.
17. Ревуцкий Е. И., Бомко В. А., Скоромный Г. М. и др.— ЖТФ, 1974, 41, № 3, с. 591—597.
18. Ревуцкий Е. И., Гончаренко И. И., Бомко В. А. и др.— ЖТФ, 1970, 40, № 5, с. 1086—1090.
19. Арсеньев В. А., Безродный Ю. Г., Бомко В. А. и др.— В кн.: Тр. VII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980. Дубна, 1981, т. 1, с. 85—88.
20. Бомко В. А., Хижняк Н. А.— В кн.: Вопросы атом. науки и техники. Сер. Техника физ. эксперимента, 1981, вып. 1 (7), с. 50—53.
21. Бомко В. А., Дьяченко А. Ф., Ключарев А. П. и др.— В кн.: Тр. V Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976. М.: Наука, 1977, т. 1, с. 92—95.
22. Файнберг Я. Б.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1962, с. 19—28.
23. Ахизер А. И., Любарский Г. Я., Паргаманник Л. Э.— Там же, с. 38—80.
24. Cowart E. D., Livingston M. S., Snyder H. S.— Phys. Rev., 1952, 88, p. 1190—1192.
25. Владимирский В. В.— ПТЭ, 1956, № 3, с. 35—36.
26. Линейные ускорители ионов. Т. 1. Проблемы и теория / Под редакцией Б. П. Мурина.— М.: Атомиздат, 1978.— 264 с.
27. Тепляков В. А.— В кн.: Тр. II Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, 1973, т. 2, с. 281—283.
28. Качинский И. М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях.— М.: Атомиздат, 1966.— 312 с.
29. Тепляков В. А.— В кн.: Тр. V Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976. М.: Наука, 1977, т. 1, с. 288—290.
30. Файнберг Я. Б.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1962, с. 161—173.
31. Good M. L.— Phys. Rev., 1953, 92, p. 538.
32. Кушин В. В.— АЭ, 1970, 29, с. 123—129.
33. Бомко В. А., Хижняк Н. А., Шулика Н. Г.— В кн.: Вопросы атом. науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений, 1978, № 3 (8), с. 67—70.
34. Белей А. С., Кабанов В. С., Каплин С. С. и др.— АЭ, 1980, 49, с. 294—295.
35. Папкович В. Г., Шулика Н. Г., Хижняк Н. А.— Вопросы атом. науки и тех-

- випки. Сер. Техника физ. эксперимента, 1978, № 2 (2), с. 51.
36. Селиванов Н. П., Файнберг Я. Б., Гильман М. З.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1962, с. 231—242.
 37. Каретников Д. В., Сливков И. Н., Тепляков В. А. и др. Линейные ускорители ионов.— М.: Атомиздат, 1962.— 208 с.
 38. Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В. Линейные ускорители.— М.: Атомиздат, 1969.— 248 с.
 39. Хижняк Н. А.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1967, с. 317—319.
 40. Ахизер А. И., Файнберг Я. Б., Селиванов Н. П. и др.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1962, с. 243—309.
 41. Махненко Л. А., Иванов Г. М.— ЖТФ, 1970, 40, № 10, с. 2236—2241.
 42. Мурын Б. П. Стабилизация и регулирование высокочастотных полей в линейных ускорителях ионов.— М.: Атомиздат, 1971.— 333 с.
 43. Березин А. К., Некрашевич А. М., Силе-нок Г. А. и др.— УФЖ, 1959, 4, № 4, с. 460—464.
 44. Alvarez L. W. Пат. № 2545595 (США). Linear Accelerator. Оpubл. 20.03.51.
 45. Селиванов Н. П., Файнберг Я. Б., Степанов К. Н., Хижняк Н. А.— В кн.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1972, с. 186—202.
 46. Любарский Г. Я., Некрашевич А. М., Розенцвейг Л. Н.— Там же, с. 81—93.
 47. Бомко В. А., Ключарев А. П., Рудяк В. И.— АЭ, 1971, 31, № 2, с. 123—126.
 48. Бомко В. А., Ключарев А. П., Рудяк В. И.— АЭ, 1974, 37, № 4, с. 326—331.
 49. Попов В. А., Хижняк Н. А.— Радиотехника, 1972, вып. 21, с. 117—131.
 50. Бомко В. А., Ключарев А. П., Рудяк В. И. и др.— В кн.: Тр. III Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1972 г.). М.: Наука, 1973, т. 1, с. 271—272.
 51. Рудяк В. И., Бомко В. А., Ключарев А. П. Линейный ускоритель протонов с плавным регулированием энергии ускоренных частиц от 3 до 9 МэВ.— Харьков, 1970.— 13 с. (Препринт / АН УССР; ХФТИ-70-66).
 52. Баранов Л. Н., Брызгалов Г. А., Вербовский В. В. и др.— В кн.: Вопросы атом. науки и техники. Сер. Физика высоких энергий и атом. ядра, 1975, вып. 1 (13), с. 15—17.
 53. Ахизер А. И., Файнберг Я. Б.— УФН, 1951, 44, с. 321—386.
 54. Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А.— ЖТФ, 1955, 25, с. 711—720.
 55. Хижняк Н. А.— Радиотехника и электроника, 1960, 5, № 5, с. 413—422.
 56. Хижняк Н. А.— ЖТФ, 1957, 27, с. 2006—2038.
 57. Зыков А. И., Махненко Л. И., Островский Е. К. и др.— ЖТФ, 1963, 33, № 6, с. 739—742.
 58. Хижняк Н. А.— ЖТФ, 1958, 28, с. 1592—1610.
 59. Wolf E. Electromagnetic scattering as a Non-local boundary Value Problem.— Symp. Math. London; New York: Acad. press, 1976, 18, p. 333—352.
 60. Александрова А. А., Хижняк Н. А.— ЖТФ, 1974, 44, № 11, с. 2241—2249.
 61. Александрова А. А., Хижняк Н. А.— Изв. вузов, Математика, 1981, № 3, с. 5—15.
 62. Герух А. Г., Хижняк Н. А.— ЖТФ, 1979, 49, № 2, с. 225—230.
 63. Ахизер А. И., Любарский Г. Я., Файнберг Я. Б.— ЖТФ, 1955, 25, с. 2526.
 64. Лупандин О. С., Хижняк Н. А.— В кн.: Тез. докл. Всесоюз. науч. сессии «К 80-летию радио». М.: Сов. радио, 1975, с. 46.
 65. Файнберг Я. Б.— АЭ, 1961, 11, № 4, с. 313—335.
 66. Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А.— УФН, 1979, 127, № 2, с. 331—334.
 67. Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А.— ЖЭТФ, 1957, 32, с. 1882—1893.

**ЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ
УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ**

С первых дней создания ХФТИ АН УССР параллельно с развитием одного из основных научных направлений института — исследований атомного ядра — шло развитие работ по созданию ускорителей заряженных частиц. Именно сооружение первого в стране ускорителя протонов с энергией 300—400 кэВ позволило в октябре 1932 г. впервые в СССР осуществить искусственную ядерную реакцию — расщепление ядра лития. С тех пор в ХФТИ преимущественное развитие получили ускорители линейного типа.

В послевоенные годы под руководством К. Д. Синельникова и А. К. Вальтера наряду с работами по развитию и совершенствованию электростатических ускорителей началась разработка высокочастотных резонансных линейных ускорителей заряженных частиц. Начало этим работам положили теоретические исследования, проведенные под руководством А. И. Ахиезера и Я. Б. Файнберга [1,2]. При этом были изучены возможности ускорения заряженных частиц (как ионов, так и электронов) с помощью высокочастотных электромагнитных полей, распространяющихся в волноводах медленных волн. На основе результатов этих исследований в ХФТИ была создана серия линейных ускорителей электронов (ЛУЭ) с энергиями 0,7 МэВ (1952 г.), 3,5 МэВ (1954 г.), 30 МэВ (1956 г.) [3], 90 МэВ (1958 г.) [4], сильноточного линейного ускорителя электронов с энергиями до 40 МэВ (1962 г.) [5, 6]

и ускорителей электронов с высокими энергиями до 300 МэВ (1964 г.) [7] и до 2 ГэВ (1965 г.) [8,9]. Три последних ускорителя работают до настоящего времени, обеспечивая возможности проведения физических экспериментов с электронами (и вторичными частицами) в диапазоне энергий 5—1700 МэВ [10].

В исследованиях и разработках по физике и технике линейных резонансных ускорителей электронов непосредственное активное участие принимали И. А. Гришаев, В. А. Вишняков, Г. Н. Гутник, Г. К. Демьяненко, Е. В. Еременко, А. И. Зыков, С. А. Ильевский, В. М. Кобезский, В. В. Кондратенко, Л. А. Махненко, Н. И. Мочешников, В. Б. Муфель, Б. А. Терехов, И. Ф. Харченко и др., а в проектировании и сооружении этих ускорителей — коллектив НИИЭФА им. Д. В. Ефремова.

За теоретические и экспериментальные исследования в области физики и техники линейных ускорителей, создание перечисленных выше установок и проведенные на них эксперименты сотрудникам ХФТИ вместе с учеными других исследовательских центров страны присуждены Государственные премии за 1977 г. (работы по фоторасщеплению легких ядер, от ХФТИ — В. И. Волощуку и П. И. Вацету) и за 1979 г. (работы по разработке и созданию линейных ускорителей; от ХФТИ — И. А. Гришаеву и Н. А. Хижняку).

На сегодняшний день линейные ускорители электронов ХФТИ являются

основными элементами инструментальной базы фундаментальных и прикладных исследований в области физики атомного ядра, элементарных частиц и реакторного материаловедения.

Опишем кратко основные этапы истории развития исследований по физике и технике линейных резонансных ускорителей электронов в ХФТИ, а также характеристики наиболее крупных действующих установок.

Теория. Тесная взаимосвязь теории и эксперимента, характерная для всей истории развития научных исследований в ХФТИ, с особой силой проявилась в работах по физике и технике электронных ускорителей. В частности, именно в ХФТИ под руководством А. И. Ахиезера и Я. Б. Файнберга проведены первые теоретические исследования методов замедления электромагнитных волн и динамики взаимодействия заряженных частиц с полями этих волн [1,2]. В ходе этих исследований были не только разработаны физические основы методов линейного ускорения электронов и ионов полями бегущих электромагнитных волн [1], но и предложен ряд оригинальных идей в этой области, в том числе методы переменноразмерной (Я. Б. Файнберг) [11] и сильной (К. Н. Степанов, А. А. Шаршанов) [12] фокусировки, а также методы ускорения в спиральном волноводе (Я. Б. Файнберг) [13] и волноводе, нагруженном диэлектрическими дисками (Н. А. Хижняк) [1]. Именно эти теоретические исследования [1] послужили базой для разработки и создания в ХФТИ уникальных линейных резонансных ускорителей электронов и ионов, в том числе и описанных ниже действующих ЛУЭ.

Одновременно с работами по динамике движения ускоренных частиц в институте были проведены первые теоретические исследования коллективного взаимодействия потоков заряженных частиц с замедляющими системами ЛУЭ (А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг, Г. Я. Любарский) [2,14]. Новый этап развития этих теоретических исследований был стимулирован обнаружением эффекта поперечной неустойчивости пучка на ускорителе ЛУЭ-2 (А. И. Зы-

ков, В. А. Вишняков, И. А. Гришаев и др.) [15]. В результате этих исследований, в частности, были установлены аналитические зависимости характеристик этой неустойчивости в одиночной резонаторной секции от внешних параметров В. И. Курилко, В. Л. Шендриком (энергии инжекции, темпа ускорения, добротности дефокусирующего колебания и т. п.), подтвержденные в экспериментах на ЛУЭ-40 Г. Д. Крамским [16]. В связи с необходимостью модернизации ЛУЭ-2 и ЛУЭ-300 с целью повышения соответствующих импульсных токов интенсивное развитие в ХФТИ получили теоретические исследования поперечной неустойчивости в многосекционных резонансных ЛУЭ. В частности, В. И. Курилко, А. П. Толстолужским [17] обобщены и развиты результаты феноменологической теории В. Пановского [18]; при этом показано существование предельного тока, для которого отсутствует нарастание поперечного отклонения частиц пучка.

В последние годы в связи с необходимостью повышения критического тока пучков ускоренных электронов теория поперечной неустойчивости получила дальнейшее развитие на основе разработанных в ХФТИ Н. И. Айзацким эффективных методов численного и аналитического моделирования динамики коллективного взаимодействия пучка с ускоряющими структурами ЛУЭ [19]. В результате оказалось возможным существенно повысить степень достоверности теоретических данных, исключив ряд феноменологических параметров, требующих подгонки при сравнении с экспериментальными данными. Это позволило не только более полно теоретически описывать и прогнозировать данные эксперимента, но и стимулировать разработку методов повышения точности экспериментальных измерений характеристик замедляющих систем. Одним из результатов этой теории явилось полное описание динамики процесса развития поперечной неустойчивости в ускоряющих структурах со ступенчатым профилем добротности ячеек на дефокусирующей волне (ср. [19, 20]). Такая постановка

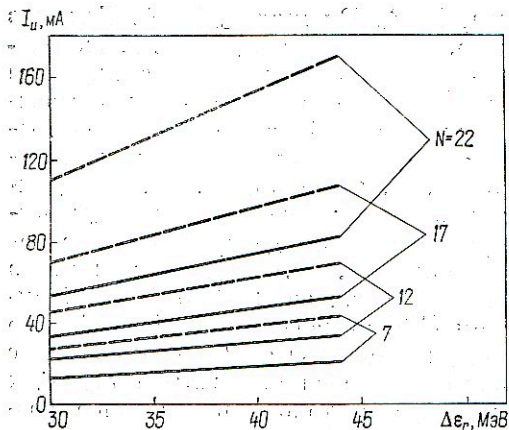


Рис. 1. Зависимость импульсного критического тока на выходе ЛУЭ-2 от приращения энергий на одной секции:

сплошные кривые — $\tau_{\text{и}} = 2,5$ мкс, штриховые — $\tau_{\text{и}} = 1,0$ мкс; параметр N — число модернизированных секций.

задачи стимулирована экспериментом, в котором увеличение предельного тока достигается заменой стандартных секций начальной части ускорителя модернизированными (см. ниже).

ЛУЭ энергией до 2 ГэВ (ЛУЭ-2).

ЛУЭ-2 работает на физическое программы примерно по 4500 ч в год с надежностью около 90%. Ускорение электронов происходит в цилиндрическом волноводе, нагруженном металлическими дисками, общей длиной 240 м, сформированном из 50 секций (49 ускоряющих и 1 инжекторная). Каждая ускоряющая секция возбуждается на рабочей частоте 2797,2 МГц от усилительного клистрона с импульсной выходной мощностью до 20 МВт. В ней создается режим бегущей электромагнитной волны, фазовая скорость которой практически равна скорости света. В инжекторном ускорителе, разработанном под руководством В. А. Вишнякова, на начальном участке фазовая скорость изменяется ступенчато от 0,7 до 1,0 с [21]. Пучок фокусируется продольным магнитным полем соленоидов на начальной части ускорителя и квадратными линзами — на остальной. Ускоритель расположен в специальном здании, в котором размещаются все системы и службы, обеспечивающие его нормальную работу (пульты управле-

ния и ЭВМ, энергопитание, помещения для ремонта и разработки элементов ускорителя). Система разводки ускоренного пучка на выходе машины обеспечивает качественную «доставку» частиц в экспериментальные залы, оснащенные современным оборудованием для проведения исследований взаимодействия электронов и вторичных частиц с ядрами и кристаллами. В. П. Ефимовым разрабатывается источник поляризованных электронов [22]. Основные параметры пучков ЛУЭ-2 следующие:

Электроны

Рабочий диапазон энергий, МэВ	300—1700
Энергетический разброс частиц, %	$\pm 0,3$
Средний ток, мкА	до 5
Длительность токового импульса, мкс	1,5
Частота повторения импульсов, Гц	до 100
Эмиттанс пучка, мм·мрад	0,25

Позитроны

Максимальная энергия, ГэВ	1,4
Энергетический разброс частиц, %	$\pm 0,5$
Средний ток на выходе ускорителя, нА	до 5
Эмиттанс, мм·мрад	1

Поляризованные фотоны

Энергия, МэВ	1200
Интенсивность, (экв·фот)/с	$4 \cdot 10^{10}$
Поляризация, %	40
Материал мишени	Алмаз

Импульсный ток ускорителя ограничивается вследствие развития поперечной неустойчивости пучка, возникающей благодаря кумулятивному возбуждению несимметричных типов колебаний в ячейках ускоряющей структуры, изученных А. И. Зыковым и др. [15]. Наиболее действенным способом борьбы с неустойчивостью пучка является разработанный В. И. Левиним и В. Л. Смирновым (НИИЭФА им. Д. В. Ефремова) метод подавления паразитных колебаний путем внесения радиальных разрезов в диафрагмы ячеек ускоряющей структуры [23]. Проведенные А. Н. Довбней и В. А. Шендриком расчеты [20] показывают (см. рис. 1), что для получения на ускорителе ЛУЭ-2 импульсного тока 100 мА необходимо модернизировать 25—30 ускоряющих секций из 50. Разработана аппара-

ТАБЛИЦА 1

Точка измерения	Энергия, МэВ	Средний ток, А	Полезный коэффициент конверсии	Энергетический спектр, %	Эмиттанс, мм·мрад
Выход источника позитронов	40	$5 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-3}$	5	21
Выход ускорителя	1200	$1 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-4}$	1,8	1

тура для создания радиальных разрезов в металлических диафрагмах. Крестообразные разрезы в готовых диафрагмированных волноводах создают с помощью металлической струны электродным способом.

Изготовление и установка первых 18 ускоряющих секций дали возможность получить экспериментальные данные, хорошо согласующиеся с расчетными. Импульсный ток 4 мА ускорителя ЛУЭ-2 при однородном диафрагмированном волноводе без каких-либо систем подавления паразитных волн увеличен до 45 мА при наличии ячеек, срывающих паразитные колебания.

Потребность в проведении физических исследований с позитронами поставила задачу их получения, ускорения и формирования. Впервые позитронный пучок на ускорителе ЛУЭ-2 был получен под руководством А. Н. Фисуна в 1968 г. С этой целью после седьмой ускоряющей секции (энергия электронов около 150 МэВ) был установлен конвертор для преобразования электронного пучка в позитронный. Интенсивность позитронов в первых экспериментах не превышала 10^8 частиц/с. В дальнейшем возникла необходимость улучшения параметров позитронного пучка и прежде всего увеличения его интенсивности. С этой целью В. И. Артемовым и др. были проведены исследования по выбору конфигурации фокусирующих магнитных полей в районе электрон-позитронного конвертора, динамике позитронного пучка, по оптимизации размеров мишени и режимов работы источника позитронов. Наряду с этим были разработаны методики, расширяющие возможности экспериментального исследования линейных ускорителей электронов и позитронов. По результатам магнитных из-

мерений была построена математическая модель источника позитронов и проведен цикл расчетов, позволивших выявить основные закономерности динамики пучка. В ходе исследований были получены данные о полезном коэффициенте конверсии на выходе источника позитронов, найдены оптимальные фазовые соотношения для сгустка позитронов в ускоряющем поле, определены характеристики позитронного пучка в промежуточной точке между источником и ускорителем, что позволило сформулировать требования к оптическим параметрам системы фокусировки позитронных пучков на ускорителе и системе транспортировки. В результате впервые в СССР был получен позитронный пучок с параметрами, приведенными в табл. 1.

Для проведения некоторых исследований требовалось сформировать на мишени пучок электронов с предельно большой удельной плотностью заряда. С этой целью В. И. Артемовым, Ф. А. Пеевым и В. А. Страгненко был выполнен цикл работ по исследованию фокусировки пучка электронов на промежуточном выходе (энергия 300 МэВ, максимальный ток в импульсе 375 мА) короткофокусным дублетом квадрупольных линз. Расчеты показали, что для приведенных параметров ускорителя ЛУЭ-2 можно получить пучок с поперечным сечением $1,6 \text{ мм}^2$. Однако наличие aberrаций и погрешностей, свойственных реальной системе, приводит к тому, что поперечное сечение пучка в фокусе системы возрастает до $4,1 \text{ мм}^2$ [24]. На рис. 2 приведено распределение заряда в поперечном сечении пучка со средним током 40 мкА в фокусе квадрупольного дублета, полученное в ходе эксперимента. Как видно из этого рисунка, 90% частиц

N , отн. ед.

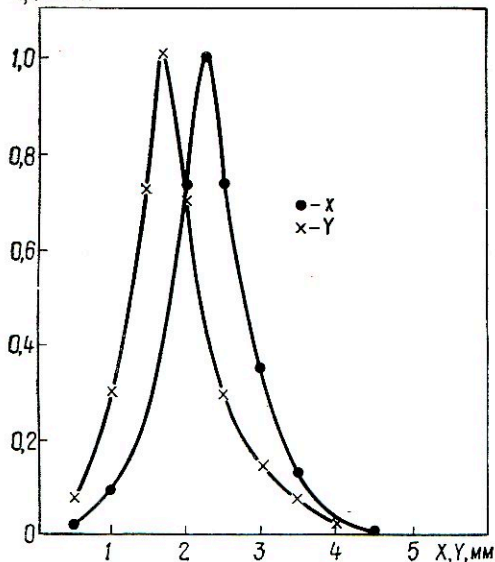


Рис. 2. Распределение заряда в поперечном сечении пучка:

● — X; × — Y.

сосредоточено в пятне площадью 4 мм^2 и 60% — в пятне 1 мм^2 , а средняя плотность пучка электронов равна соответственно 0,9 и $2,4 \text{ мА/см}^2$. На ускорителе ЛУЭ-2 выполняются физические программы циклами по 800—1200 ч каждый. Как правило, эксперименты выполняются на пучках с заданными характеристиками в довольно жестком интервале допусков. Система управления ускорителем многопараметрическая, со сложными функциональными зависимостями, поэтому под руководством Г. К. Демьяненко были проведены работы по автоматизации процесса управления ускорителем [25]. К настоящему времени разработана и введена в промышленную эксплуатацию автоматизированная (на базе ЭВМ М-600) информационно-измерительная система [26], которая осуществляет сбор, обработку и выдачу информации о режиме работы 50 генераторов СВЧ мощности, о стабильности работы ускоряющих секций, волноводных трактов и питающего ускоритель напряжения, об изменении тока и энергии ускоренного пучка, о нарушении синхронности работы импульсных систем ускорителя.

Структурная схема системы автома-

тизации ускорительного комплекса электронов с энергией до 2 ГэВ ХФТИ (рис. 3) поясняет последовательность и адреса приема информации. Схема представляет собой замкнутый цикл, включающий получение информации, принятие решения и выдачу управляющих воздействий.

Анализ работы ускорителя, проведенный А. И. Мартыновым, показал, что ряд эксплуатационных характеристик удается улучшить именно благодаря использованию автоматизированной системы. В частности, на рис. 4 представлены результаты измерения сопротивления луча одного из клистронов во времени. Видно, что при эксплуатации клистронов время его работы можно существенно увеличить за счет автоматического контроля его параметров и своевременной их коррекции.

Одним из направлений работ по модернизации ускорителя ЛУЭ-2 является создание на его выходе накопителя-растяжителя с целью повышения коэффициента заполнения пучка на мишенях и регистрирующей аппаратуре до значений порядка единицы [27]. Соответствующее физическое обоснование, проведенное под руководством Е. В. Инопина и Н. И. Мочешникова, показало, что на пути решения такой задачи нет принципиальных трудностей. Схема размещения накопителя-растяжителя НР-2000 представлена на рис. 5.

ЛУЭ энергией 300 МэВ (ЛУЭ-300). Основными целями создания установки были: обеспечение условий для эксплуатационных испытаний узлов и системы строившегося ускорителя ЛУЭ-2; подготовка квалифицированных инженерных кадров в области техники электронных ускорителей; решение инженерных вопросов, связанных с отладкой и запуском ЛУЭ-2.

Первый пучок на шести секциях ЛУЭ-300 был получен в мае 1961 г. с энергией 120 МэВ при среднем токе $0,2 \text{ мкА}$ и ширине энергетического спектра $\Delta E/E \approx 6\%$. В обеспечение запуска этого ускорителя существенный вклад внесли И. А. Гришаев, Л. А. Махненко, В. В. Кондратенко, А. И. Зыков, Г. М. Иванов, Г. К. Демьяненко,

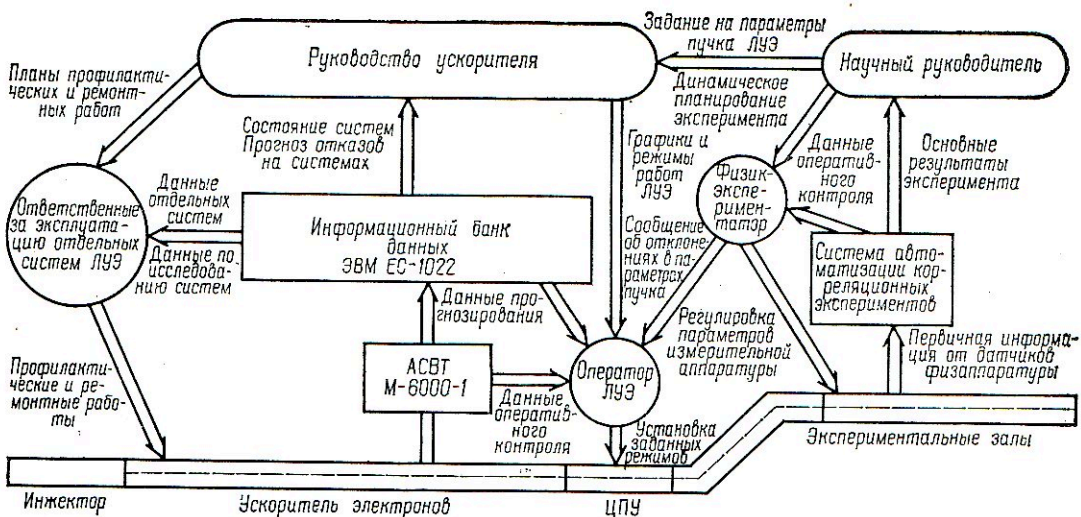


Рис. 3. Структурная схема системы автоматизации ускорительного комплекса.

Л. Д. Салий, С. Г. Кононенко, Г. Ф. Кузнецов, Д. В. Пахомов, В. П. Гончар и др.

К моменту сдачи (1964 г.) ЛУЭ-300 в эксплуатацию в полном объеме (9 секций, см. [7]) энергия пучка ускоренных электронов на выходе ускорителя возросла до 330 МэВ, средний ток — до 1 мкА, энергетический разброс частиц пучка при этом был уменьшен до $\Delta\epsilon/\epsilon \approx 1,0\%$. Эти параметры обеспечивали возможность экспериментальных исследований по программам ядерной физики, а также физике и технике электронных ускорителей. В связи с этим было принято решение сохранить эту установку в качестве самостоятельно действующего ускорителя и после запуска ЛУЭ-2. Время показало правильность такого решения: проведенный на ЛУЭ-300 комплекс исследований по фундаментальной физике атомного ядра существенно обогатил наши знания в этой области, а работы по фоторасщеплению малонуклонных систем удостоены Государственной премии за 1977 г. (совместно с ОИЯИ). В X пятилетке ускоритель ЛУЭ-300 «отработал» на программы ядерной физики и физического материаловедения, а также на исследовательские работы в области ускорительной науки и техники около 23 000 ч «чистого» пучкового времени. При этом в результате внедрения научных разработок и прогрессив-

ных технических решений были значительно улучшены параметры получаемых на нем пучков ускоренных электронов. В частности, в результате установки секции с разрезными диафрагмами (непосредственно за инжектором) средний ток пучка возрос до 5 мкА; разработка и внедрение комплекса мероприятий по стабилизации системы СВЧ питания обеспечили уменьшение ширины спектра энергий ускоренного пучка до 0,6%; ввод в действие системы раздачи пучка на два выхода — промежуточный и основной [10] — позволил вдвое увеличить эффективный ресурс пучкового времени (при работе с использованием промежуточного выхода).

В целом сегодня ускоритель ЛУЭ-300 по своим параметрам существенно превосходит установку, сданную в эксплуатацию в 1964 г. Тем не менее ввиду роста запросов на ресурсы пучко-

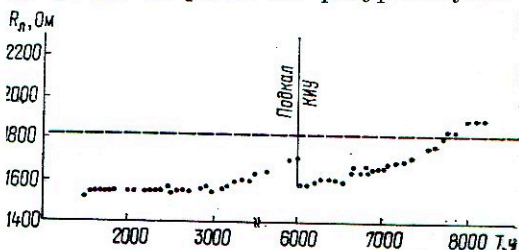


Рис. 4. Изменение сопротивления луча (R_n) клистрона во времени (1,8 кВм — предельно допустимое значение).

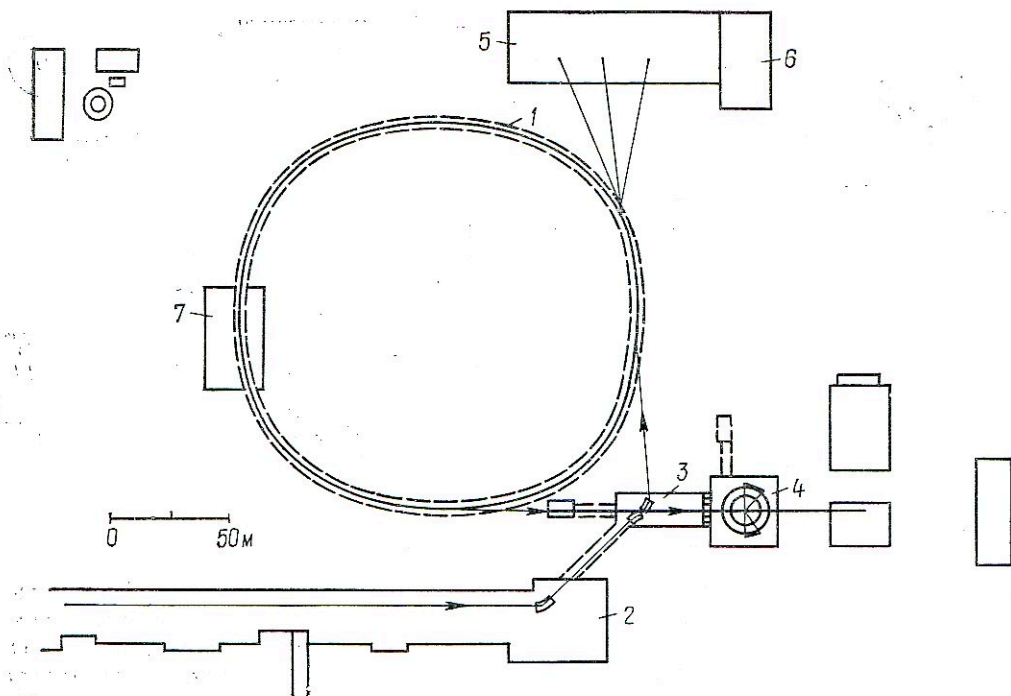


Рис. 5. Схема размещения накопителя-растяжителя НР-2000:

1 — накопительное кольцо; 2 — выход ускорителя ЛУЭ-2; 3 — мишенный зал; 4 — зал магнитных спектрометров; 5, 6 — помещения для работы на пучках синхротронного излучения; 7 — помещение для работы на накопленном пучке.

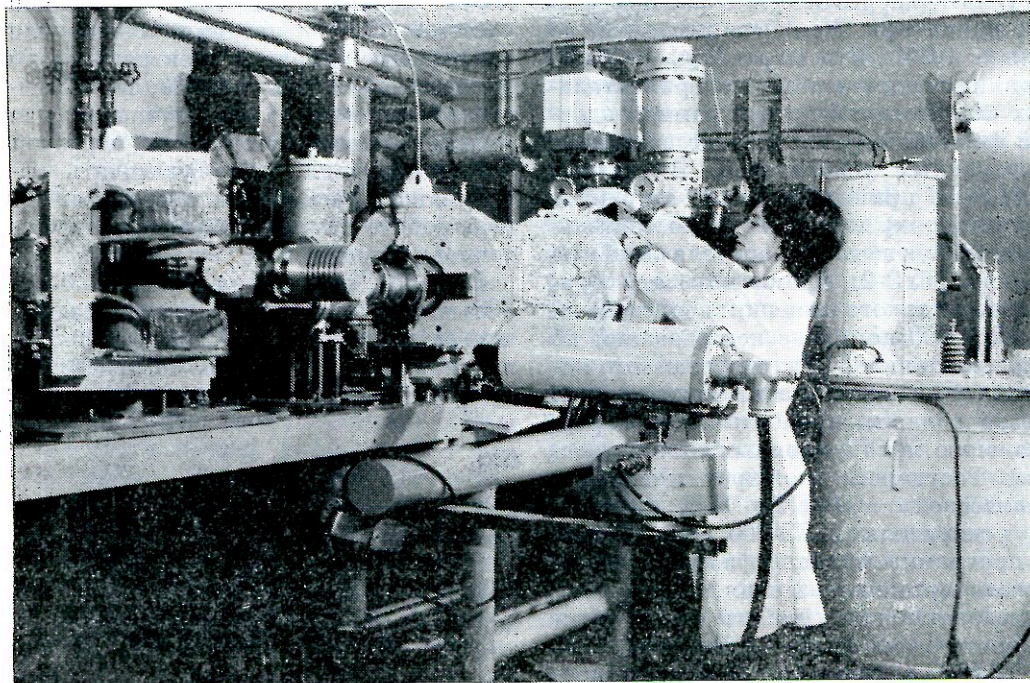


Рис. 6. Сильноточный инжектор ЛУЭ-300.

вого времени, а также требований к параметрам пучка ускоренных электронов со стороны потребителей возникла необходимость в существенной модернизации ускорителя. Соответствующей программой реконструкции ускорителя предусмотрены:

1) увеличение среднего тока ускорителя с целью обеспечения программ радиационного материаловедения интенсивными пучками ускоренных электронов с энергией до 300 МэВ (программа « γ -имитатор»),

2) осуществление режима ускорения интенсивных короткоимпульсных пучков ($\tau_n \approx 2 \div 4$ нс, $I_n \sim 10 \div 15$ А) для обеспечения исследований в области физики нейтронов (программа «Нейтронный селектор»),

3) уменьшение энергетического разброса частиц пучка на выходе ускорителя (см. [28]);

4) создание накопителя-растяжителя НР-160 на базе существующего накопителя электронов Н-100 (см. ниже) с целью уменьшения скважности пучка до значений порядка единицы.

В течение первого года XI пятилетки выполнение части этой программы уже окончено, в том числе:

а) создан универсальный инжекторный комплекс (см. рис. 6), обеспечивающий возможность работы ускорителя как в сильноточном режиме с максимальной средней интенсивностью, так и в короткоимпульсном режиме [29];

б) за счет дополнительной модернизации двух секций максимальный средний ток на выходе ускорителя увеличен до 12,5 мкА, т. е. в 2,5 раза по сравнению с имевшимися в конце X пятилетки (без существенного уменьшения максимальной энергии пучка на выходе ускорителя);

в) обеспечено дальнейшее сужение спектра энергий пучка на выходе ускорителя в соответствии с программой [28];

г) выполнен значительный объем инженерно-физических расчетов и опытно-конструкторских работ по созданию накопителя-растяжителя НР-160.

В дальнейшем работы по модернизации ускорителя ЛУЭ-300 будут продолжены с целью дальнейшего улучше-

ТАБЛИЦА 2.

Параметр	1967 г.	1980 г.
Энергия частиц, МэВ	50—100	50—150
Максимальный ток пучка, мА	54	1800 (при 70 МэВ)
Время жизни пучка при малых токах (до 10 мА), с	40	400 (при 70 МэВ)
Равновесные размеры пучка $2\sigma_r \cdot 2\sigma_z$ при токах до 50 мА, мм ²	10·7	2,4·1,9
Давление в камере накопителя, торр	$4 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$

ния характеристик пучка на его основном и промежуточных выходах.

Накопитель Н-100. Накопитель электронов с энергией 100 МэВ, запущенный в 1966 г. при активном участии И. А. Гришаева, Н. И. Мочешникова, Ю. Н. Григорьева, А. М. Шендеровича, Л. В. Рецринцева и др., был предназначен для исследований в области динамики накопления интенсивных пучков, а также исследования возможностей получения и использования спонтанного излучения (СИ) в области жесткого ультрафиолетового излучения. Полное описание характеристик установки к моменту ввода ее в эксплуатацию приведено в работе [30]. В процессе исследований на этой установке был получен ток накопленных электронов до 1,8 А (1981 г.), являющийся рекордным для машин данного класса; обнаружен и объяснен эффект увеличения фазовой протяженности сгустка с ростом накопленного тока [31], обнаружено уменьшение эффективности инжекции с ростом накопленного тока [32]; теоретически предсказан и количественно подтвержден данными эксперимента эффект полной компенсации заряда вращающегося сгустка объемным зарядом ионов остаточного газа, равномерно распределенным по орбите [33]. На накопителе Н-100 также созданы устройства, позволяющие проводить на пучках СИ исследования по спектроскопии твердого тела и газов, фотохимии и метрологии в диапазоне длин волн 500—3000 Å.

[34]. Эти устройства включают два канала СИ, монохроматоры, камеру взаимодействия и т. д. С использованием СИ впервые проведены тонкие интерференционные эксперименты с одиночными статистически независимыми фотонами (на уровне излучения одного циркулирующего электрона) и исследована статистика фотонов СИ сгустка релятивистских электронов [35]; предложен и реализован новый способ определения абсолютной чувствительности приемников излучения с использованием СИ [36]. Ряд оригинальных результатов получен при разработке систем индикации, инжекции и управления характеристиками пучка в накопителе.

В целом в результате разработки и внедрения организационно-технических мероприятий по модернизации установки ее параметры к концу Х пятилетки существенно улучшены (см. табл. 2) и практически достигли пределов физических возможностей установок данного класса.

Основным направлением модернизации накопителя Н-100 в XI—XII пятилетках является разработка и сооружение на его базе накопителя-растяжителя НР-160 с целью отработки на нем методов существенного (от 10^{-4} до 1) увеличения коэффициента заполнения пучка ЛУЭ, необходимых для создания накопителя-растяжителя НР-2000 на выходе ЛУЭ-2 (см. выше). Параметры НР-160 следующие:

Энергия, МэВ	50—160
Длина орбиты, м	8,74
Напряженность магнитного поля, Т	1,1
Число оборотов при инжекции	10
Коэффициент заполнения	0,2—1,0
Ширина спектра энергий выведенного пучка, %	0,1—1,0
Средний выведенный ток, мкА	0,5—1,0
Эмиттанс выведенного пучка, мм·мрад	$\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_z = 10$
Число бетатронных колебаний Q_r и Q_z соответственно	$\frac{5}{3}$ и 0,38

Линейный ускоритель ЛУЭ-40. Установка, созданная и запущенная при активном участии А. И. Зыкова, Г. Л. Фурсова, В. А. Вишнякова, Г. Д. Крамского, В. М. Грижко, В. Б. Муфеля, Ф. С. Гороховатского и др., представляет собой экспериментальный стенд

для полномасштабных испытаний узлов и систем ускорителей ЛУЭ-2 и ЛУЭ-300, а также проведения исследовательских работ в области физики и техники электронных ускорителей и радиационного материаловедения. Именно на этой установке, в частности, были проведены оригинальные исследования динамики развития поперечной неустойчивости в одиночной резонаторной секции [16], обеспечившие выяснение физической природы предложенного в работе [23] метода подавления этой неустойчивости путем введения разрезов диафрагм. Практическим результатом этих исследований явилась разработка в ХФТИ оптимальной ускоряющей секции, состоящей из шести подсекций, отличающихся геометрией разрезов (Г. Д. Крамской и др. [37]). Полученное на этой секции значение импульсного тока $I_{и} = 700$ мА (при длительности импульса $\tau_{и} = 1,5$ мс) почти на порядок превосходит значение критического тока той же секции, но без разрезов диафрагм. Существенно отметить, что при этом токе, величина которого ограничена лишь мощностью источников питания и значением приращения энергии ($\Delta\epsilon \simeq 15$ МэВ при энергии инжекции $\epsilon_0 \simeq 6$ МэВ), практически не наблюдалось не только срыва тока вследствие поперечной неустойчивости, но и более тонкого эффекта — спонтанного излучения пучка на дефокусирующей волне, обычно предшествующего развитию этой неустойчивости [38]. Использование такой секции на ускорителе ЛУЭ-40 позволило получить пучок ускоренных электронов средней мощностью до 16 кВт (средний ток $I = 800$ мкА при энергии до 20 МэВ, длительности импульса $\tau_{и} = 10$ мкс и частоте посылок $\nu = 100$ с $^{-1}$ [39]). Замена стандартных секций ускорителей ЛУЭ-300 и ЛУЭ-2 ГэВ модернизированными секциями указанного типа позволила существенно повысить импульсные и средние токи пучка на этих ускорителях (см. выше).

1. Теория и расчет линейных ускорителей.— М.: Госатомиздат, 1962.— 348 с.
2. Ахиезер А. И., Файнберг Я. Б.— УФН, 1951, 44, № 3, с. 321—368.
3. Синельников К. Д., Гришаев И. А. и др.—

- В кн.: Тр. междунар. конф. по ускорителям, Женева, 1959 г. Женева, ЦЕРН, 1959, с. 374—382.
4. Гришаев И. А., Кондратенко В. В., Петренко В. В. и др.— Приборы и техн. эксперимента, 1963, № 2, с. 26—28.
 5. Грижко В. М., Вишняков В. А., Гришаев И. А. и др.— ЖТФ, 1964, 34, вып. 10, с. 1903—1905.
 6. Вишняков В. А., Грижко В. М. и др.— АЭ, 1977, 42, вып. 3, с. 231—233.
 7. Вальтер А. К., Гришаев И. А., Махненко Л. А. и др.— В кн.: Тр. междунар. конф. по ускорителям, Дубна, август, 1963.— М.: Атомиздат, 1964, с. 435—439.
 8. Вальтер А. К., Гришаев И. А., Еременко Е. В. и др. Там же, с. 420—424.
 9. Базавев Ю. М., Белоглазов В. И., Вальтер А. К. и др.— АЭ, 1968, 24, вып. 6, с. 540—543.
 10. 50 лет Харьковскому физико-техническому институту АН УССР.— Киев: Наук. думка, 1978, с. 140—149.
 11. Файнберг Я. Б.— ЖТФ, 1959, 29, вып. 5, с. 568—579.
 12. Степанов К. Н., Шаршанов А. А.— ЖТФ, 1957, 27, вып. 8, с. 1863—1869.
 13. Файнберг Я. Б. К теории взаимодействия пучка заряженных частиц с полями волноводов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Харьков, 1946.— 180 с.
 14. Ахизер А. И., Файнберг Я. Б.— ЖТФ, 1955, 25, вып. 14, с. 2516—2525.
 15. Зыков А. И., Гришаев И. А., Вишняков В. А. и др.— ЖТФ, 1968, 38, вып. 1, с. 129—132.
 16. Крамской Г. Д., Курилко В. И., Шендрик В. А.— УФЖ, 1972, 17, № 10, 1608—1616;— ЖТФ, 1973, 43, вып. 12, с. 2609—2616.
 17. Курилко В. И., Толстолужский А. П.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер. Линейные ускорители, ХФТИ АН УССР, Харьков, 1969; ХФТИ 69—13, с. 37—46; АЭ, 1970, 28, вып. 6, с. 498—499.
 18. Panofsky W. K. H.— SLAC Int. Rep. TN-66-27, 1966; Panofsky W. K. H., Vanders M.— Rev. Sci. Instrum., 1968, 39, p. 206.
 19. Айзацкий Н. И.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1981, вып. 1, с. 56—57.
 20. Вишняков В. А., Довбня А. Н., Шендрик В. А.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1980, вып. 2, с. 8—9.
 21. Акчурий Ю. И., Вишняков В. А., Руденко А. П.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1979, вып. 2, с. 14—15.
 22. Кузьменко В. С., Ефимов В. П.— В кн.: Материалы научного семинара, посвященного 10-летию Ереванского ускорителя, Ереван, 8—10 июня 1978 г. Ереван, изд-во ЕрФИ, 1978, с. 167—191.
 23. Левин В. М., Смирнов Л. В. А. с. 197785
 - (СССР) Конструкция ускоряющего волновода сильноточного ускорителя.— Оpubл. ОИПОТЗ, 1967, № 13.
 24. Артемов В. И., Довбня А. Н., Пеев Ф. А.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1979, вып. 1/3, с. 47—49.
 25. Гришаев И. А., Добролюбов Ю. И., Кобезский В. М. и др.— В кн.: Тр. Второго Всес. совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, ноябрь 1970. М.: Наука, 1972, 2, с. 241—244.
 26. Борискин В. Н., Гришаев И. А., Демьяненко Г. К. и др.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1980, вып. 1, с. 19—23.
 27. Буляк Е. В., Гончар В. Ю., Григорьев Ю. Н. и др.— В кн.: Тр. VII Всесоюз. конф. по ускорителям (Дубна, 1980), 1981, 1, с. 224—225.
 28. Гришаев И. А., Довбня А. Н., Шендрик В. А., Коваленко Н. А.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер.: Линейные ускорители, 1977, вып. 2, с. 3—6.
 29. Иванов Г. М., Крамской Г. Д., Махненко Л. А.— В кн.: Вопр. атом. науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1979, вып. 1, с. 5.
 30. Grigorjev Yu. N., Grishaev I. A., Dovbnja A. N. et al.— Proc. of Sixth Int. conf. on High Energy Accelerators, Cambridge. Ed by SEA, Cambridge (Mass., USA) — 1967, p. 130—134.
 31. Коба И. И., Кононенко С. Г., Лобзов Л. Д. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1976, 20, с. 612—617;— В кн.: Тр. X междунар. конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Противно, июль 1977. Изд-во ИФВЭ, 1977, 2, с. 266—271.
 32. Григорьев Ю. Н., Гришаев И. А., Гук И. С. и др.— В кн.: Тр. Четвертого Всес. совещания по ускорителям заряженных частиц, 1975, 2, с. 341—343.
 33. Буляк Е. В., Курилко В. И.— Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с. 493—496;— ЖТФ, 1982, 52, вып. 2, с. 300—307.
 34. Гук И. С., Мочешников Н. И.— Харьков, 1980.— 20 с.— (Препринт / АН УССР. ХФТИ; № 3).
 35. Гришаев И. А., Гук И. С., Мазманшивили А. С., Тарасенко А. С.— ЖЭТФ, 63, вып. 14, 1972, с. 1645—1648.
 36. Гук И. С., Наугольный Н. Н., Тарасенко А. С.— ЖЭТФ, 70, вып. 12, 1970, с. 511—520.
 37. Гук И. С., Полякова Г. Н., Ранюк А. Н.— ЖПС, 1981, 35, № 4, с. 705—709.
 38. Крамской Г. Д., Гришаев И. А., Зыков А. И. и др.— ЖТФ, 1969, 39, № 1, с. 2054—2058.
 39. Зыков А. И., Грижко В. М., Гришаев И. А. и др.— Харьков, 1969.— 6 с. (Препринт / АН УССР. ХФТИ; № 25).
 40. Фурсов Г. Л., Грижко В. М., Гришаев И. А. и др.— АЭ, 1979, 46, вып. 5, с. 336—340.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА**Значение квантовой электродинамики.**

Квантовая электродинамика — это квантовая теория электромагнитного поля, электронов и мюонов и различных процессов их взаимодействия. Она занимает особое место в современной физике, которое определяется прежде всего тем, что квантовая электродинамика представляет собой единственную количественную теорию элементарных частиц, которая оказывается справедливой в гигантском интервале энергий электронов и фотонов и соответственно в гигантском диапазоне расстояний: от субъядерной длины в 10^{-15} см до космической длины в 10^{10} см (25 порядков!), и во всем этом диапазоне, которому соответствуют энергии до 20 миллиардов электрон-вольт, квантовая электродинамика не знает ни одного отклонения от своих законов и с исключительной точностью объясняет и предсказывает самые различные электродинамические процессы, происходящие в космосе и на земле, в мире молекул и атомов, электронов и ядер, и в субъядерной материи.

Эксперименты, проведенные на мощнейших ускорителях заряженных частиц, построенных для исследования свойств и взаимопревращений элементарных частиц и с тайной надеждой «опровергнуть» квантовую электродинамику, только подтвердили ее и поставили на недостижимую для других физических теорий высоту. Дело, однако, не ограничивается прагматической ценностью квантовой электродинамики для расчета, анализа и предсказания различных физических эффектов, хотя ценность эта огромна.

Важнейшее значение имеет и сам метод построения квантовой электродинамики, являющийся классическим образцом построения науки, без элементов эклектики и без привлечения произвольных констант для «подгонки» под существующие экспериментальные данные.

Квантовая электродинамика строилась на основе логического синтеза фундаментальных физических идей и концепций, составляющих золотой фонд всего предыдущего этапа в развитии физической науки. В квантовой электродинамике слились в единое органическое целое классическая электродинамика Максвелла, специальная теория относительности Эйнштейна и квантовая механика. Поэтому она представляет собой новейший этап в естественном и закономерном развитии этих трех великих физических теорий.

Удивительная красота логического построения квантовой электродинамики на основе самых общих фундаментальных физических представлений о материи и пространстве-времени и мощь ее математических методов естественно привели к представлению о квантовой электродинамике как образце «последовательной и замкнутой» физической теории. Поэтому по образцу и подобию квантовой электродинамики стали строиться и другие теории элементарных частиц.

На этом пути было достигнуто много замечательных результатов, например доказана необходимость существования античастиц и установлена связь между спином и статистикой частиц — частицы с целым спином подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, а частицы с полуцелым спином — статистике Ферми — Дирака, а главное — развивалась новая физическая идеология с новыми представлениями и понятиями. Так возникли и утвердились понятие поля для каждого сорта частиц и понятие вакуума для такого поля. Возник новый язык диаграмм Фейнмана, без которых стало невозможным описывать сколько-нибудь сложные процессы рассеяния и взаимопревращения частиц.

В последнее время больших успехов достигла квантовая хромодинамика — теория адронов, строящаяся подобно квантовой электродинамике.

Но, несмотря на достигнутые успехи в квантовой электродинамике, пока не удалось создать «последовательной и замкнутой» теории элементарных частиц. Более того, сама квантовая электродинамика оказалась не вполне «замкнутой и последовательной», ибо в процессе ее развития в ней возникли серьезные трудности, для устранения которых были предложены лишь определенные «рецепты», а не строгая физическая теория.

Вопрос о незамкнутости квантовой электродинамики имеет важнейшее принципиальное значение, но вряд ли можно считать случайной «незамкнутость» существующей квантовой электродинамики. Ведь квантовая электродинамика является при всей грандиозности ее результатов только теорией электромагнитного взаимодействия электронов и фотонов, т. е. теорией ограниченного круга явлений, построение же «замкнутой» физической теории требует учета более широкого класса взаимосвязей и взаимодействий, существующих в природе.

Синтез электродинамики и квантовой механики. Для того чтобы квантовая механика была последовательной и непротиворечивой физической теорией, необходимо, чтобы кванто-

выми свойствами обладали не только одни электроны, но и вся материя в целом. В частности, квантовыми свойствами должно обладать электромагнитное поле. Действительно, если бы свет не обладал квантовыми свойствами, то сделав интенсивность пучка света, бросаемого на электрон, достаточно слабой, мы смогли бы определить точное положение электрона (выбрав длину волны света достаточно малой), не изменив при этом его импульса. Иными словами, соотношение неопределенности, лежащее в основе квантовой механики, не выполнялось бы. Но свет обладает квантовыми свойствами. Это значит, что его можно представить себе состоящим из отдельных частиц — фотонов, движущихся со скоростью света и обладающих определенной энергией и определенным импульсом.

Учитывая корпускулярную «структуру» света, можно показать, что пучок света, падающий на электрон, будет оказывать давление на электрон при любой интенсивности света, и соотношение неопределенности будет «спасено».

Корпускулярная «структура» света позволяет также разъяснить устойчивость атома. Если атом находится в квантовом состоянии с наименьшей энергией — а такое состояние, как следует из формализма квантовой механики, существует, — то он не может излучать электромагнитные волны, т. е. свет, ибо излучение происходит отдельными фотонами, уносящими конечные порции энергии, электрон же, находясь в основном состоянии, т. е. в состоянии с наименьшей энергией, не может передать своей энергии. Напротив, в возбужденных состояниях передача энергии возможна, и в результате излучения, т. е. вылета фотона, атом теряет часть своей энергии и переходит в основное состояние.

Квантовая механика (вместе с предположением о корпускулярной природе света) позволяет определить среднее значение времени, в течение которого происходит эта внутренняя перестройка атома, т. е. определить среднее время жизни атома в возбужденном сос-

тоянии. Точно так же квантовая механика позволяет найти интенсивность излучения и описать свойства поглощения света атомами и молекулами. При этом используется классическая электродинамика Максвелла, к которой присоединяется квантовое условие, учитывающее корпускулярные свойства света. Таким образом, возникает новая физическая теория — квантовая электродинамика, представляющая собой квантовую теорию электромагнитных взаимодействий.

Широкому развитию квантовой электродинамики предшествовало создание Дираком релятивистской квантовой механики электрона, сочетающей квантовое описание электрона с требованием специальной теории относительности об инвариантности уравнений любой физической теории относительно преобразований Лоренца [1].

В релятивистской квантовой механике электрон описывается не одной волновой функцией, как в нерелятивистской квантовой механике, а четырьмя функциями, образующими вместе единую математическую величину — биспинор, преобразующийся по определенному закону при преобразованиях Лоренца. Четыре компонента биспинора подчиняются как функции координат и времени определенным дифференциальным уравнениям, установленным Дираком и носящим его имя.

Эти уравнения, являющиеся релятивистским обобщением уравнения Шредингера, приводят к двум важнейшим физическим выводам. Во-первых, они показывают, что электрон должен обладать внутренним моментом количества движения — спином, равным $\frac{1}{2}$ (в единицах квантовой постоянной). Таким образом, спин появляется в теории автоматически, а не вносится в нее искусственно. Во-вторых, уравнения Дирака допускают решения, соответствующие состояниям электрона с отрицательной энергией. Такие состояния, казалось бы, бессмысленны, и поэтому существование их представляло вначале большие трудности для теории Дирака.

Однако эти трудности были преодолены, для чего понадобилось сделать

удивительное предположение, заключающееся в том, что континуум состояний с отрицательной энергией предполагается заполненным электронами, которые в силу принципа запрета Паули (лежащего в основе объяснения периодического закона Менделеева) не могут переходить из одного состояния в другое, причем такой бесконечный фон электронов, «сидящих» на уровнях с отрицательной энергией (так называемый электронный вакуум), не проявляется сам по себе. Проявляются же только «дырки» в этом бесконечном распределении, которые ведут себя как частицы, причем частицы, обладающие положительной энергией, положительной массой и положительным зарядом. Их масса равна массе электрона, а заряд только знаком отличается от знака заряда электрона. Эти частицы — они называются позитронами — представляют собой античастицы по отношению к электронам.

Можно представить себе, что из «фона» отрицательных электронных состояний с помощью электромагнитных полей «вытягивается» электрон в континуум состояний с положительной энергией. Тогда возникает реальный электрон и «дырка», т. е. реальный позитрон. Это значит, что электромагнитное поле «родило» электронно-позитронную пару.

В основе квантовой электродинамики лежат уравнения Максвелла, описывающие классическое электромагнитное поле, и квантовомеханические уравнения Дирака, описывающие релятивистский электрон. Уравнения Дирака, как и уравнения Максвелла, имеют полевой характер и отражают вместе с последними волновую природу материи.

Замечательное предсказание Дираком возможности существования частицы, отличающейся от электрона только знаком заряда — позитрона, привело к важному выводу о том, что уравнения Дирака описывают не только электроны, но и позитроны. Поэтому, проводя аналогию между уравнениями Дирака и Максвелла, можно сказать, что уравнения Максвелла описывают электромагнитное поле, а уравнения Дирака — электронно-позитронное поле.

Понятия полей — электромагнитного и электронно-позитронного — являются основными в квантовой электродинамике. Они должны, однако, отражать не только волновые свойства материи. Это обеспечивается тем, что, рассматриваемые как функции координат и времени, электромагнитное и электронно-позитронное поля удовлетворяют определенным волновым уравнениям. Они должны также отражать корпускулярные свойства материи. Поэтому математически они должны описываться операторами, удовлетворяющими определенным перестановочным соотношениям.

Таким образом, мы приходим к понятию квантованных полей, удовлетворяющих как функции координат и времени системе связанных дифференциальных уравнений Максвелла и Дирака и подчиняющихся как операторы определенным перестановочным соотношениям. Некоммутативность операторов обозначает принципиальную невозможность абсолютно точно измерить в один и тот же момент времени соответствующие величины. Именно этим свойством и обладают электрическое и магнитное поля.

Поля и соответствующие им частицы взаимодействуют между собой. В результате этого взаимодействия одни частицы исчезают, а другие возникают. Например, в процессе излучения возникает фотон, а в процессе фотообразования электронно-позитронной пары фотон исчезает, а появляются электрон и позитрон.

Различные квантово-электродинамические процессы, как и все квантовые эффекты, характеризуются определенными вероятностями. Эти вероятности равны (с точностью до простых кинематических множителей) квадратам модулей элементов некоторой матрицы — так называемой матрицы рассеяния. Чтобы найти матрицу рассеяния, а ее нахождение представляет собой главную задачу квантовой электродинамики, нужно решить связанную систему операторных дифференциальных уравнений квантовой электродинамики (т. е. уравнений Максвелла и Дирака).

Однако точное общее решение этих

уравнений неизвестно. Удастся найти только приближенное решение уравнений квантовой электродинамики в рамках теории возмущений. Возможность применения теории возмущений связана с тем, что интенсивность электромагнитного взаимодействия невелика: она характеризуется так называемой постоянной тонкой структуры, равной примерно одной сотой. Поэтому решения уравнений квантовой электродинамики и матрицу рассеяния можно искать в виде бесконечных рядов по степеням постоянной тонкой структуры.

Однако высшие приближения теории возмущений содержат расходящиеся выражения, смысл которых был понят не сразу. Поэтому на начальной стадии развития квантовой электродинамики различные электромагнитные процессы исследовались только в первом исчезающем приближении теории возмущений, которое не приводит к появлению расходимостей.

Перенормировка массы и заряда электрона и общие проблемы квантовой электродинамики. Новый этап в развитии квантовой электродинамики, который можно с полным правом назвать вторым ее рождением, начался в пятидесятых годах нашего столетия, когда в работах Томонаги, Швингера, Фейнмана были вскрыты физические причины расходимостей в квантовой электродинамике и развиты методы их устранения [2].

Чтобы понять создавшееся в квантовой электродинамике положение, следует иметь в виду, что квантованные поля обладают определенными физическими свойствами даже в том случае, когда числа частиц, связанных с полями, равны нулю. В этом случае говорят, что система полей находится в состоянии вакуума. Чрезвычайно существенно, что вакуум обладает физическими свойствами; это — не пустота, а «живой» вакуум, своеобразная физическая среда, которая проявляется в целом ряде явлений.

Прежде всего, любой внешний заряд поляризует вакуум. Благодаря этой поляризации каждый электрон, образно выражаясь, покрывается поля-

ризациионной электронно-позитронной «шубой», которая воспринимается внешним наблюдателем как эффективное уменьшение заряда электрона. Иными словами, если e_0 — заряд «голого» электрона, находящегося в «шубе», то наблюдаемый заряд электрона будет равен $e = e_0 + \Delta e$, где Δe — изменение заряда, вызываемое поляризацией вакуума.

Но этим не исчерпывается взаимодействие электрона с вакуумом. Дело в том, что электрон все время испускает и влечет за тем поглощает фотоны, благодаря чему должна изменяться его энергия, или, что то же самое, масса электрона. Изменение массы электрона, обусловленное его взаимодействием с вакуумом, носит название электромагнитной массы электрона. Если m_0 — масса «голого» электрона, т. е. гипотетического электрона, не взаимодействующего с вакуумом, то наблюдаемая масса реального электрона будет $m = m_0 + \Delta m$, где Δm — электромагнитная масса электрона.

Возникает задача первостепенной важности — определить величины Δe и Δm . При ее решении мы сталкиваемся, однако, с принципиальной трудностью, заключающейся в том, что если буквально следовать теории, то для Δe и Δm получаются бесконечные выражения, имеющие вид расходящихся интегралов. Это значит, что для квантовой электродинамики недостаточно одних только уравнений для квантовых полей, т. е. уравнений Максвелла и Дирака. Теория нуждается еще в определенной процедуре «регуляризации», т. е. устранения бесконечностей из различных величин, имеющих непосредственный физический смысл.

Эта процедура основана на простой физической идее перенормировки, согласно которой именно величины $e = e_0 + \Delta e$ и $m = m_0 + \Delta m$ должны отождествляться с наблюдаемыми конечными значениями заряда и массы электрона.

Таким образом, мы закрываем пока глаза на то, что на современном этапе развития физической теории получаем для заряда и массы электрона бесконечные значения. Ведь все равно в совре-

менную теорию и заряд и масса частиц вводятся чисто феноменологически!

Хорошо то, что различных типов расходимостей, встречающихся в квантовой электродинамике, не бесконечно много, а конечное число — их всего два и оба они сводятся только к расходящимся величинам Δe и Δm . Поэтому все расходимости в квантовой электродинамике могут быть одновременно устранены с помощью идеи перенормировки. Эта идея позволила предсказать целый ряд замечательных физических явлений и дать их количественную теорию. К числу этих явлений относятся существование аномального магнитного момента электрона, радиационное смещение атомных уровней, различные электродинамические эффекты (например, рассеяние света светом в пустоте). Эти наблюдаемые явления (не наблюдалось пока только рассеяние света светом) помимо чисто физического, представляют значительный интерес и с общепhilosophической точки зрения. В них буквально подтверждается известный тезис В. И. Ленина о неисчерпаемости свойств электрона, которым он хотел выразить мысль о бесконечности природы.

Резюмируя, можно сказать, что на базе уравнений Максвелла для электромагнитного поля, уравнений Дирака для электронно-позитронного поля и идеи перенормировки удалось развить исключительную по своей красоте и мощи теорию, которая объясняет и предсказывает огромный круг явлений, относящихся к электромагнитным взаимодействиям электронов, мюонов и фотонов.

Пока мы не знаем ни одного явления, которое бы противоречило квантовой электродинамике. Но тем не менее такие явления могут, а скорее даже должны существовать, так как квантовая электродинамика при строгом подходе не является внутренне замкнутой теорией. Дело в том, что при построении квантовой электродинамики и реализации идеи перенормировки приходится вводить некоторый граничный импульс, очень большой, но конечный, и предполагать, что изменения импульсов взаимодействующих частиц (элект-

ронов и фотонов) малы по сравнению с этим импульсом. В этом случае все физические результаты не зависят от величины граничного импульса.

Но по самой идее перенормировки этот импульс следует считать бесконечно большим. Однако если граничный импульс устремить к бесконечности, то физический заряд электрона обратится в нуль. Этот физически неправильный результат и показывает, что квантовая электродинамика не является замкнутой теорией. Физический смысл этой ситуации состоит в том, что квантовая электродинамика непригодна в области очень больших импульсов (несравненно больших массы электрона, умноженной на скорость света). В то же время большим импульсам соответствуют малые расстояния. Поэтому можно сказать, что квантовая электродинамика не может быть справедливой в области очень малых расстояний, равных по порядку величины частному от деления постоянной Планка на граничный импульс.

В отличие от нерелятивистской квантовой механики, в которой число частиц всегда сохраняется, квантовая электродинамика имеет дело с процессами, в которых число частиц может изменяться. Например, в процессе излучения возникает фотон, а в процессе фотообразования электронно-позитронной пары фотон исчезает и появляются электрон и позитрон. Поэтому возникает основной вопрос — как описывать квантово-электродинамические системы, не обладающие определенным числом частиц.

Важный вклад в решение этого вопроса сделан В. А. Фоком [3], который развил в 1932—1934 гг. методы описания систем с неопределенным числом частиц, известные в настоящее время как метод пространства Фока и метод функционалов Фока.

При становлении квантовой электродинамики, помимо проблемы описания систем с неопределенным числом частиц, стояла не менее важная проблема — сделать теорию релятивистски инвариантной. Трудность заключается в том, что частицы имеют разные координаты, время же для них — общее.

Эта трудность была устранена В. А. Фоком, П. Дираком и Б. Подольским [3], развившими многовременный формализм, в котором каждой частице приписывается свое время и, кроме того, отдельное время присваивается электромагнитному полю. Они обобщили уравнения Максвелла на случай, когда времена электронов не совпадают со временем электромагнитного поля, и построили релятивистски инвариантную форму квантовой электродинамики. Эта работа была выполнена в ХФТИ АН УССР в 1932 г.

Многовременной формализм явился предтечей используемого в настоящее время (через 46 лет после работы Фока, Дирака и Подольского) в квантовой электродинамике формализма С. Томонага и Ю. Швингера, в котором каждой точке пространства сопоставляется свое время [2].

После появления теории Дирака естественно возник вопрос, как должны формулироваться соотношения неопределенности в релятивистской теории. Исследованию этого вопроса посвящена работа Л. Д. Ландау и Р. Пайерлса, в которой показано, что локализация фотона в области пространства, по порядку величины меньшей, чем длина волны, невозможна, т. е. понятие плотности вероятности локализации фотона в обычном пространстве не имеет смысла [4].

Как уже указывалось, наличие расходимостей в различных квантово-электродинамических выражениях и отсутствие методов их устранения сковывало развитие квантовой электродинамики, и только после появления идеи о перенормировке заряда и массы электрона квантовая электродинамика получила новый мощный импульс.

Для анализа трудностей квантовой электродинамики, связанных с наличием расходимостей и возможностей их устранения, большое значение имеют исследования Н. Н. Боголюбова. В этих исследованиях в духе известных идей Гейзенберга теория формулируется только в терминах матрицы рассеяния, матрица же рассеяния строится не на основе гамильтонова формализма, а исходя из общих физических принци-

пов — релятивистской инвариантности, причинности и унитарности [5].

При проведении этой программы выявилась недостаточность обычного аппарата математического анализа для описания тех математических величин, которые фигурируют в квантовой электродинамике. Как показал Н. Н. Боголюбов, мы имеем здесь дело с введенными незадолго до того в математику так называемыми обобщенными функциями. В связи с этим Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком были разработаны правила обращения с такими функциями (в первую очередь операция умножения) и было показано, что при надлежащем определении хронологически упорядоченных произведений операторов полей можно построить матрицу рассеяния, не содержащую расходимостей. Тем самым был выяснен математический смысл техники перенормировки, предписания которой воспринимались ранее скорее как формальный рецепт, чем как процедура, которая может быть обоснована математически.

Основной задачей квантовой электродинамики является нахождение матрицы рассеяния, решение которой сводится к нахождению нескольких определенных образом усредненных произведений операторов полей — так называемых электродинамических функций Грина. Обычный метод их нахождения основывается на применении теории возмущений, позволяющей определить только отдельные члены разложений функций Грина в ряды по степеням постоянной тонкой структуры. Между тем первостепенное значение имеет выяснение общих свойств функций Грина, которые, как оказывается, удовлетворяют не простым дифференциальным уравнениям, а уравнениям в вариационных производных.

Особый интерес представляет собой выяснение асимптотического поведения электродинамических функций Грина в области больших импульсов, которым соответствуют в обычном пространстве малые расстояния. Эта проблема была решена Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосовым и И. М. Халатниковым [6], которые получили интегральные уравнения для функций Грина

на при больших импульсах и установили связь между истинными зарядом и массой электрона и «затравочными» значениями этих величин, входящими в исходные уравнения квантовой электродинамики. К этому же кругу вопросов относится важная работа В. В. Судакова [7], в которой он нашел асимптотические выражения для вершинной функции при различных соотношениях между импульсами.

Знание асимптотического поведения функции Грина позволяет поставить вопрос о границах применимости квантовой электродинамики. Исследование этого вопроса принадлежит Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуку [6,8], которые показали, что уравнения квантовой электродинамики не могут быть справедливыми в области очень больших импульсов, т. е. очень малых расстояний, так как при этом существует столь сильная поляризация вакуума, что заряд электрона (если он является точечным) оказывается полностью экранированным на любом конечном расстоянии. Это значит, что уравнения квантовой электродинамики формально не образуют замкнутой теории. Однако расстояния, о которых идет речь, столь малы, что на самом деле на гораздо больших расстояниях должны начать проявляться явления, которые не учитываются в исходных уравнениях. Поэтому проблема незамкнутости формальной схемы квантовой электродинамики не существенна для самой квантовой электродинамики, но приобретает важное значение для тех теорий, которые строятся по ее образцу для описания сильного взаимодействия.

Основные электродинамические эффекты и эффекты высших приближений. После создания релятивистской квантовой механики электрона началось интенсивное изучение различных конкретных эффектов взаимодействия электронов и фотонов. Одним из них является эффект Комптона, представляющий собой рассеяние фотона электроном. Теория этого эффекта была дана О. Клейном, И. Нишиной [9] и И. Е. Таммом [10], причем работа И. Е. Тамма основывалась на общем формализме квантовой теории излучения, а работа

О. Клейна и И. Нишины — на принципе соответствия. В дальнейшем Я. Б. Зельдовичем было исследовано рассеяние поляризованных фотонов поляризованными электронами [11].

Важнейшим достижением теории Дирака было предсказание существования позитрона и возможности рождения и аннигиляции электронно-позитронных пар. Одна из первых работ, относящихся к этой области, принадлежит И. Е. Тамму, который одновременно с П. Дираком определил сечение аннигиляции пары в два фотона.

Были исследованы и другие механизмы образования и аннигиляции пар [12]: образование пар при столкновении двух быстрых заряженных частиц (Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц); при β - и α -распаде ядра, при делении ядра (А. Б. Мигдал, Е. Л. Фейнберг, Л. Б. Тисса); при столкновении электрона и фотона (Н. Э. Немировский); превращение электронно-позитронной пары в мюонную пару (В. Б. Берестецкий и И. Я. Померанчук); образование пары фотоном и однофотонная аннигиляция пары в поле интенсивной электромагнитной волны и в постоянном поле (А. И. Никишов и В. И. Ритус) [13]. В. В. Берестецким было показано, что внутренняя четность позитрона противоположна по знаку внутренней четности электрона.

С эффектом образования пар фотоном тесно связан другой важный физический эффект — тормозное излучение. Он подробно изучался в ряде работ. Отметим здесь исследование одного и двухфотонного тормозного излучения в различных электродинамических процессах при столкновении встречных электронных и позитронных пучков (В. Н. Байер, В. М. Галицкий, В. С. Фадин, В. А. Хозе); исследование тормозного излучения поляризованными электронами (Г. Л. Высоцкий, А. А. Креснин, Л. Н. Розенцвейг); исследование тормозного излучения и рождения пар в поле электрона (Г. М. Гарьян) [14—16].

К проблеме излучения относится также излучение фотона электроном, движущимся по круговой орбите в магнитном поле. Это так называемая проблема

«святищегося» электрона играет важную роль в циклических ускорителях. Она была всесторонне, с классической и с квантовой точек зрения, исследована в работах Л. А. Арцимовича и И. Я. Померанчука, Д. Д. Иваненко и А. А. Соколова, Н. П. Клепикова и И. М. Тернова [17].

При изучении процессов взаимодействия электронов и фотонов очень эффективным оказывается так называемый метод эквивалентных фотонов (метод Вайцзекера — Вильямса). Релятивистски инвариантная формулировка этого метода принадлежит В. Н. Грибову, В. А. Колкунову, Л. Б. Окуню, В. М. Шехтеру, И. Я. Померанчуку и И. М. Шмушкевичу [18].

Одним из первых существенных приложений теории Дирака было объяснение тонкой структуры уровней водородоподобных атомов. Однако решение уравнений Дирака теряет смысл для слишком больших порядковых номеров ядра. И. Я. Померанчук и Я. А. Смородинский [19] показали, что в действительности связанные состояния электрона могут быть и в случае больших порядковых номеров ядра, если учитывать конечные размеры ядра.

Хотя в настоящее время и не существует полной теории сильно взаимодействующих частиц, тем не менее ряд электромагнитных процессов с участием этих частиц может быть описан в рамках квантовой электродинамики. К числу таких процессов относится излучение фотона при поглощении заряженного π -мезона нуклоном. Теория этого процесса, обусловленного двумя механизмами — дифракционным излучением, связанным с возмущением волны π -мезона поглощающим нуклоном, и излучением при остановке, связанным непосредственно с поглощением π -мезона, была разработана Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком [20].

Аналогичный процесс наблюдается также для быстрых протонов, которые могут поглощаться ядрами. При этом возникает более сложная дифракционная картина протонной волны и начинает играть роль аномальный магнитный момент протона. Теория этого процесса была развита А. И. Ахиезером [21].

Наконец, отметим работу Е. Л. Фейнберга [22], в которой показано, что при фотогенерации мезонов на ядрах наблюдается эффект интерференции отдельных нуклонов ядра.

Подобно тому как в классической электродинамике может быть построен лагранжиан системы двух зарядов с точностью до квадрата их скоростей, в квантовой электродинамике может быть с той же точностью построен гамилтониан системы двух зарядов. Эта задача для случая электрона и позитрона была решена В. Б. Берестецким и Л. Д. Ландау [23].

Знание гамилтониана взаимодействия электрона и позитрона позволяет исследовать свойства атома, состоящего из электрона и позитрона, — так называемого позитрония. Проблема тонкой структуры позитрония была решена В. Б. Берестецким. Им же исследован эффект Зеемана в позитронии. Ряд результатов был получен Л. А. Сливом, который вместе с И. Банд составил таблицы коэффициентов внутренней конверсии [24]. Теория внутренней конверсии с образованием e^+e^- пар была развита В. Б. Берестецким, И. М. Шмушкевичем и И. С. Шаширо [25—26].

Большое число корреляционных эффектов при последовательных переходах в ядрах было рассмотрено А. З. Долгиновым. Отметим также работы К. А. Тер-Мартirosяна по теории процесса обратной внутренней конверсии γ -лучей — процесса возбуждения ядер электронами. К. А. Тер-Мартirosяну принадлежат также исследования по теории так называемых монополярных переходов [27]. Влияние кулоновского поля ядра на процесс внутренней конверсии γ -лучей изучалось В. Ф. Болдышевым [28].

Сразу после создания теории Дирака стало ясно, что благодаря существованию состояний электрона с «отрицательной» энергией в электродинамике вакуума должны быть принципиально новые, нелинейные эффекты, такие, как рассеяние света светом и рассеяние света статическими электрическими полями, в частности кулоновским полем ядра. Первый из этих эффектов в об-

ласти малых частот света был исследован В. Гейзенбергом и Г. Эйлером, нашедшими поправки к классической функции Лагранжа электромагнитного поля. В области высоких частот, когда построение функции Лагранжа невозможно, задача о рассеянии света была решена Л. Д. Ландау, А. И. Ахиезером и И. Я. Померанчуком [29].

Первая количественная теория когерентного рассеяния γ -лучей ядрами была дана А. И. Ахиезером и И. Я. Померанчуком [30].

Использование идеи перенормировки массы и заряда электрона позволяет определять радиационные поправки к различным квантово-электродинамическим величинам. После экспериментального подтверждения вычисленных таким образом значений аномального магнитного момента электрона и радиационного сдвига атомных уровней стала особенно очевидна плодотворность идеи перенормировки и начались интенсивные исследования высших приближений в различных эффектах взаимодействия электронов и фотонов.

Были определены радиационные поправки порядка постоянной тонкой структуры к сечениям рассеяния электрона электроном и электроном позитроном (Р. В. Половин), к сечениям тормозного излучения и фоторождения пар (П. И. Фомин, С. Я. Гузенко) [12].

С ростом энергии и переданного импульса радиационные поправки возрастают и становятся сравнимыми с основным эффектом. В этом случае формулы теории возмущений для радиационных поправок становятся неприменимыми и возникает вопрос о точном учете высших приближений. Эта задача в так называемом дважды-логарифмическом приближении для комптон-эффекта, рассеяния электрона электроном и позитроном и др. была решена А. А. Абрикосовым, В. Н. Грибовым, В. Г. Горшковым и Г. Н. Фроловым [32—33]. Рассеяние электрона электроном в дважды-логарифмическом приближении исследовалось также В. Н. Байером, С. А. Хейфецем, Г. А. Милехиным, Е. С. Фрадкиным [34].

Для мюонов, так же как и для элек-

тронов, основным является электромагнитное взаимодействие; различие между ними сводится к различию в их массах. Благодаря этому возникают своеобразные эффекты. Во-первых, вследствие того что масса мюона больше массы электрона, влияние «граничного» импульса на аномальный магнитный момент мюона оказывается более существенным чем в случае электрона. Это обстоятельство, как было показано В. Б. Берестецким, О. Н. Крохиным, А. К. Хлебниковым, может быть существенным при экспериментальной проверке границ применимости квантовой электродинамики [35]. Во-вторых, как показали А. Д. Галанин и И. Я. Померанчук [36], благодаря малым размерам орбиты мюона в μ -водородном атоме основную роль в радиационном смещении уровней такого атома играет поляризация электронно-позитронно-то вакуума.

Огромные успехи квантовой электродинамики обусловлены перенормируемостью теории электромагнитных взаимодействий для частиц со спином $1/2$. Но перенормируемой является также электродинамика скалярных заряженных частиц. Поэтому для описания их электромагнитных свойств, так же как и свойств электронов и мюонов, может быть построена количественная теория. Из относящихся сюда работ отметим работы В. Ф. Алексина и Д. В. Волкова о свойствах матрицы рассеяния в массовом операторе и работы о радиационных поправках к функции Лагранжа электромагнитного поля, к закону Кулона, к рассеянию частиц во внешнем поле и к комптон-эффекту в скалярной электродинамике [37].

Электродинамические эффекты в средах. Для утверждения квантовой механики в целом большое значение имело экспериментальное доказательство существования комбинационного рассеяния света. Такое рассеяние было открыто Л. И. Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом в твердых телах и Ч. Раманом и К. Кришнаном в жидкостях. Теория этого фундаментального явления для кристаллов была дана И. Е. Таммом [38].

Если электрон движется в среде рав-

номерно и прямолинейно и его скорость превосходит фазовую скорость света в этой среде, то он будет излучать фотоны. Это явление, открытое П. А. Черенковым, играет важную роль в различных физических проблемах. Классическая теория черенковского излучения дана И. Е. Таммом и И. М. Франком [39], а квантовоэлектродинамическая — В. Л. Гинзбургом и А. А. Соколовым [40].

Одно из самых замечательных квантовоэлектродинамических явлений в средах — каскадные ливни. Как было показано Х. Баба, В. Гайтлером, Карлсоном и Р. Оппенгеймером, механизм их образования заключается в том, что быстрый электрон, проходя через вещество, излучает фотоны, фотоны же превращаются в электронно-позитронные пары.

Математическая теория каскадных ливней была развита Л. Д. Ландау и Ю. Б. Румером, которыми были найдены зависимость числа частиц в ливне от глубины проникновения, энергетическое и угловое распределения частиц и ширина ливня [41]. Эта теория была обобщена И. Е. Таммом и С. З. Беленьким, которые учли роль комптон-эффекта и ионизационных потерь [42].

Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчук показали, что при определенных условиях вероятности тормозного излучения и образования пар фотоном благодаря многократному рассеянию электронов в среде сильно уменьшаются и, кроме того, изменяется спектр тормозного излучения [43].

Если среда является кристаллической, то тормозное излучение быстрых электронов в ней существенно отличается от тормозного излучения в аморфном веществе возникновением интерференционной картины. Теория этого важного явления дана М. Л. Тер-Микаэляном [44].

Многие электродинамические процессы при высоких энергиях разыгрываются в больших пространственных областях вдоль импульса частицы. Если в пределах этих областей частица будет сталкиваться с многими атомами среды, то ее взаимодействия с этими атомами могут отличаться от случая,

когда столкновения происходят в разреженной среде. При этом, в частности, оказывается, что если движение происходит в кристалле и энергия частицы достаточно велика, то эффективная константа взаимодействия частицы с полем решетки может значительно превысить единицу.

Изучение А. И. Ахиезером, В. Ф. Болдышевым, Н. Ф. Шульгой процессов излучения и образования электрон-позитронных пар в кристаллах при произвольных значениях константы взаимодействия частицы с полем решетки показало, что в этих процессах возможны когерентные и интерференционные эффекты и что эти эффекты проявляются как при малой, так и при большой эффективной константе взаимодействия [45—46]. Благодаря когерентным и интерференционным эффектам вероятности излучения фотонов и образования электрон-позитронных пар в кристалле значительно превосходят соответствующие вероятности для аморфной среды. При этом оказывается, что развитие электромагнитных ливней в кристаллах может произойти на гораздо меньших длинах, чем в аморфной среде [47].

Исследование процесса упругого рассеяния заряженных частиц в кристалле показало, что в кристалле возможны эффекты радужного рассеяния и закручивания релятивистских электронов цепочками атомов кристалла, аналогичные хорошо известным эффектам радуги и закручивания в оптике, в атомной и в ядерной физике. Кратные же столкновения частицы с цепочками атомов кристалла, как оказалось [48], могут более чем на порядок увеличить средние углы рассеяния частиц в кристалле по сравнению со средними углами рассеяния в аморфной среде. Благодаря этому эффекту открываются широкие возможности для изучения на современных ускорителях эффекта Ландау — Померанчука — подавления излучения релятивистских частиц в области малых частот и ряда других эффектов в излучении.

1. Дирак П. А. Основы квантовой механики. — М.: Наука, 1979. — 480 с.

2. *Последнее* развитие квантовой электродинамики. Сборник. М.: Изд-во иностр. лит. 1954. — 393 с.
3. Fock V.— Z. Phys., 1932, 75, Н. 9—10, S. 622—647; Dirac P. A. M., Fock V. A., Podolsky B.— Sow. Phys., 1932, 2, Н. 6, S. 468—479; Fock V.— Sow. Phys., 1934, 6, Н. 5, S. 425—469; Фок В. А.— Уч. зап. ЛГУ. Сер. физика, 1937, 3, № 17, с. 109;
4. Landau L., Peirls R.— Z. Phys., 1931, 69, Н. 1/2, S. 56.
5. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантовых полей.— М.: Гостехиздат, 1957.— 442 с.
6. Ландау Л. Д., Абrikосов А. А., Халатников И. М.— Докл. АН СССР, 1954, 95, № 3, с. 497—500; № 4, с. 773—776.
7. Судаков В. В.— ЖЭТФ, 1956, 30, вып. 1, с. 87—95.
8. Померанчук И. Я.— Докл. АН СССР, 1955, 103, № 6, с. 1005—1008.
9. Klein O., Nishina Y.— Z. Phys., 1929, 52, Н. 11/12, S. 853—868.
10. Тамм I.— Z. Phys., 1930, 62, Н. 7/8, S. 545—568.
11. Зельдович Я. Б.— Докл. АН СССР, 1952, 83, № 1, с. 63—66.
12. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М.: Гостехиздат, 1953.— 428 с.
13. Никитов А. И., Ритус В. И.— ЖЭТФ, 1964, 46, вып. 2, с. 776—796; ЖЭТФ, 1964, 46, вып. 5, с. 1768.
14. Байер В. Н. Квантовая электродинамика в экспериментах на встречных пучках: Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук.— Новосибирск, 1965.
15. Высоцкий Г. Л., Креснин А. А., Розенцвейг Л. Н.— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 5, с. 1078—1082.
16. Гарибян Г. М.— ЖЭТФ, 1953, 24, вып. 6, с. 617—621.
17. Иващенко Д., Померанчук И.— Докл. АН СССР, 1944, 44, № 8, с. 343. Arzimovich L., Poteranchuk I.— J. Phys. USSR, 1945, 9, N 4, p. 267—276; Иващенко Д. Д., Соколов А. А.— Докл. АН СССР, 1948, 59, с. 1551—1554; Соколов А. А., Клепиков Н. П., Терное И. М.— ЖЭТФ, 1952, 23, вып. 6, с. 632—640; Синхротронное излучение. Сборник. М.: Наука, 1966.
18. Грибов В. Н., Колкунов В. А., Окунь Л. Б., Шехтер В. М.— ЖЭТФ, 1961, 41, вып. 12, с. 1839—1841; Poteranchuk I. Y., Shmushkevich I. M.— Nucl. Phys., 1961, 23, N 3, p. 452.
19. Poteranchuk I., Smorodinsky J.— J. Phys. USSR, 1945, 9, N 2, p. 97—100.
20. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.— ЖЭТФ, 1953, 24, вып. 5, с. 505—515.
21. Ахиезер А. И.— Докл. АН СССР, 1954, 94, № 4, с. 651—654; Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1957, 32, вып. 6, с. 1505—1508.

22. *Feinberg E. L.*— J. Phys. USSR, 1941, 5, N 1, p. 177—183.
23. *Берестецкий В. Б., Ландау Л. Д.* — ЖЭТФ, 1949, 19, вып. 8, с. 673—679.
24. *Слив Л., Банд И.* Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1956, ч. 1, с. 40; 1958, ч. 2, с. 41—98.
25. *Берестецкий В. Б., Шмушкевич И. М.* — ЖЭТФ, 1949, 19, вып. 7, с. 591—596; *Шмушкевич И. М.* — ЖЭТФ, 1959, 36, вып. 3, с. 953—954.
26. *Шапиро И. С.* — ЖЭТФ, 1949, 19, вып. 7, с. 597—604.
27. *Тер-Мартиросян К. А.* — ЖЭТФ, 1950, 20, вып. 10, с. 925—936.
28. *Болдышев В. Ф.* — ЖЭТФ, 1963, 44, вып. 2, с. 717—720.
29. *Achieser A.* — Sow. Phys., 1937, 11, N. 3, S. 263—283.
30. *Achieser A., Poteranchuk I.* — Sow. Phys., 1937, 11, N. 5, S. 478—497.
31. *Фомин П. И.* — ЖЭТФ, 1958, 35, вып. 9, с. 707—718.
Гузенко С. Я., Фомин С. П. — ЖЭТФ, 1960, 38, вып. 4, с. 513—517.
32. *Абрикосов А. А.* — ЖЭТФ, 1956, 30, вып. 2, с. 386—398; 30, вып. 3, с. 544—550.
33. *Горшков В. Г., Грибов В. Н., Фролов Г. Н.* — ЖЭТФ, 1966, 51, вып. 4, с. 1093—1106.
34. *Байер В. Н., Хейфец С. А.* — ЖЭТФ, 1961, 40, вып. 2, с. 613—615.
35. *Берестецкий В. Б., Крохин О. Н., Хлебников А. К.* — ЖЭТФ, 1956, 30, вып. 4, с. 788—789.
36. *Галанин А. Д., Померанчук И. Я.* — Докл. АН СССР, 1952, 86, № 2, с. 251—253.
37. *Алексин В. Ф., Волков Д. В.* — ЖЭТФ, 1957, 33, вып. 10, с. 1044—1047.
38. *Tamm I.* — Z. Phys., 1930, 60, N. 5/6, S. 345—363.
39. *Тамм И. Е., Франк И. М.* — Докл. АН СССР, 1937, 14, № 3, с. 107.
40. *Гинзбург В. Л.* — ЖЭТФ, 1940, 10, вып. 6, с. 589—600.
41. *Landau L., Rumer G.* — Proc. Roy. Soc. Ser., 1938, A166, N 925, p. 213—228.
42. *Беленький С. З.* Лавинные процессы в космических лучах. — М.; Л.: Гостехиздат, 1948. — 243 с.
43. *Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.* — Докл. АН СССР, 1953, 92, № 4, с. 735—738.
44. *Тер-Микаэлян М. Л.* — ЖЭТФ, 1953, 25, вып. 9, с. 296—306.
45. *Ахиезер А. И., Болдышев В. Ф., Шульга Н. Ф.* — ЭЧАЯ, 1979, 10, вып. 1, с. 51—89.
46. *Ахиезер А. И., Трутень В. И., Фомин С. П., Шульга Н. Ф.* — ДАН СССР, 1979, 249, № 2, с. 338—341.
47. *Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф.* — Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, вып. 4, с. 318—321.
48. *Шульга Н. Ф., Трутень В. И., Фомин С. П.* — ЖЭТФ, 1982, 52, вып. 4, с. 796—798.