

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.384.6

УСКОРИТЕЛЬНЫЕ И ДЕТЕКТОРНЫЕ ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

А. Н. Скринский

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Прогресс в физике и технике ускорителей	4
2. Прогресс в области детекторов	7
3. Возможности генерации пучков заряженных частиц	9
а) Протоны (10). б) Ядра (11). в) Нейтроны (12). г) Антипротоны (13). д) Антидейтоны (13). е) Антинейтроны (13). ж) Пионы (14). з) Као- ны (14). и) Гипероны (15). к) Антигипероны (15). л) Электроны (15). м) Позитроны (16). н) Фотоны (16). о) Мюоны (17). п) Нейтрино (18).	
4. Встречные пучки	18
5. О «протонном клистроне»	24
6. Проект ВЛЭПП	30
Заключение	40
Цитированная литература	44

ВВЕДЕНИЕ

Развитие ускорительной физики и техники является важнейшим условием развития ядерной физики и физики элементарных частиц. В этой статье, содержание которой в значительной мере соответствует докладу, прочитанному на XX Международной конференции по физике высоких энергий¹, я постараюсь рассмотреть кратко те сдвиги в ускорительной и, частично, детекторной сферах, которые, по моему мнению, в наибольшей степени способствовали в последнее время и будут способствовать в близком будущем прогрессу физики элементарных частиц.

Сделаю предварительно лишь два замечания, общих сегодня как для ускорительной, так и для детекторной сферы.

Решение все усложняющихся проблем физики элементарных частиц заставляет переходить ко все большим масштабам всех систем, как ускорителей, так и детекторов. Такой переход стал возможным, в частности, благодаря широкому использованию модульного принципа конструирования всех систем с максимальной однородностью модулей. Это позволяет существенно удешевить системы и повысить их надежность.

Столь же большое значение имеет глубокое и разностороннее использование бурно развивающейся электроники и, особенно, вычислительной техники. В современных системах физики высоких энергий компьютерные устройства стали столь же распространенными и необходимыми, как магниты и счетчики. Они выполняют функции полного и непрерывного сбора

информации об установках и процессах в них, управления системами и обработки данных.

В гл. 1 рассмотрены общие вопросы, связанные с наиболее важными физическими и техническими разработками в ускорительной сфере: освоение и широкое распространение метода встречных пучков, разработка методов охлаждения пучков заряженных частиц, подготовка серьезного применения сверхпроводящих систем, начало разработки суперлиняков.

В гл. 2 очень кратко рассмотрены самые существенные прогрессивные изменения, происходящие в области систем регистрации конечных продуктов изучаемых реакций и обработки экспериментальных данных.

Гл. 3 посвящена оценке современных возможностей генерации пучков всех частиц высоких энергий, как первично ускоренных, так и вторичных, и сделана попытка оценить и более далекие перспективы в этом направлении. Особое внимание уделяется получению пучков высокого качества — чистых, предельно интенсивных, с возможно меньшим эмиттансом, нужным образом поляризованных.

В гл. 4 рассмотрены перспективы создания систем со встречными пучками возможно более широкого набора частиц, в том числе, поляризованных и предельно монохроматичных. Подчеркивается возможность получения достаточной светимости с участием и нестабильных частиц.

Гл. 5 и 6 носят особенно конкретный характер и связаны с развиваемым последние 10 лет в ИЯФ СО АН СССР (Новосибирск) направлением — разработкой суперлиняков, начатой по инициативе А. М. Будкера.

В гл. 5 описан так называемый протонный клистрон, позволяющий использовать современные и будущие протонные ускорители на предельно высокие энергии для генерации чистых интенсивных пучков частиц, для получения которых пока не видно других путей. Задача этого раздела — «подтолкнуть» основные протонные центры к разработке конкретных проектов в этом направлении.

Наконец, в гл. 6 описывается разрабатываемый в ИЯФ проект установки с линейными встречными электрон-позитронными пучками (ВЛЭПП), который, в случае реализации в полном масштабе, позволит получить энергию электрон-позитронного взаимодействия вплоть до 1 ТэВ.

Замечу, что наличие в статье двух последних разделов специального характера привело к повышенному представительству в списке литературы работ ИЯФ СО АН СССР.

1. ПРОГРЕСС В ФИЗИКЕ И ТЕХНИКЕ УСКОРИТЕЛЕЙ

а) Наиболее крупным событием во всей рассматриваемой области является освоение метода встречных пучков (итоги развития этого метода и его перспективы рассмотрены, в частности, в ²⁾). Эксперименты на встречных пучках, начало которым было положено электрон-электронными экспериментами в Стэнфорде и Новосибирске, электрон-позитронными — в Новосибирске, Орсе и Фраскати и протон-протонными — в ЦЕРНе, уже стали одним из главных источников фундаментальной информации в физике элементарных частиц и в дальнейшем их значение будет все возрастать.

б) Общеизвестно, какую большую роль в осуществлении встречных электрон-позитронных пучков сыграло наличие у легких частиц уже при небольших энергиях мощного *радиационного охлаждения*, которое дало возможность накапливать интенсивные позитронные пучки, сжимать поперечные размеры e^+ , e^- -пучков до очень малых величин (уже сегодня

вплоть до нескольких микрон) и удерживать пучки в сжатом состоянии и, соответственно, получать высокую светимость, несмотря на сильные возмущения, вносимые в движение частиц полем встречного пучка.

Охлаждение явится столь же принципиально важным и при осуществлении протон-антипротонных экспериментов на встречных пучках. Охлаждение пучков тяжелых частиц стало доступным после разработки *электронного охлаждения* в Новосибирске ^{3,4} и *стохастического* — в ЦЕРН ⁵. Эти два метода по своим возможностям существенно дополняют друг друга. Стохастическое охлаждение эффективно для пучков низкой плотности с большим эмиттансом (т. е. при малой 6-мерной фазовой плотности). Электронное охлаждение как раз наиболее эффективно при получении низкотемпературных («узких») пучков тяжелых заряженных частиц (протонов, антипротонов, ионов). Не исключено, что охлаждение с помощью циркулирующего электронного пучка окажется полезным для подавления диффузионного распыливания со временем встречных протон-антипротонных пучков при высоких энергиях. Заметим, что при энергиях ≥ 10 ТэВ важную положительную роль в повышении светимости встречных протон-антипротонных пучков начнет играть радиационное охлаждение. Использование *ионизационного охлаждения* ^{4,5} может открыть очень интересные возможности для получения интенсивных мюонных пучков высокой энергии, включая осуществление мюонных встречных пучков достаточно высокой светимости.

Непрерывное охлаждение пучка частиц в накопителе дает важную возможность вести эксперименты в режиме сверхтонкой внутренней мишени ⁶, когда диффузионное «распыливание» пучка из-за многократного рассеяния на веществе мишени и флуктуаций ионизационных потерь подавляется интенсивным охлаждением. Тем самым, становятся возможными тонкие «спектрометрические» эксперименты с предельно высокой светимостью, определяемой только производительностью инжектора и сечением процессов однократной гибели частиц на веществе мишени, что невозможно при обычной постановке экспериментов. Эксперименты этого типа по электровозбуждению ядер ведутся уже несколько лет на накопителе ВЭПП-2 ⁶.

Другим применением режима сверхтонкой мишени является генерация пучков вторичных частиц, хорошо маркируемых по сорту и энергии с помощью регистрации сопровождающих частиц. При этом обеспечивается полная растяжка во времени, относительная интенсивность определяется отношением сечения используемого процесса к полному сечению гибели циркулирующих частиц на частицах мишени, а эмиттанс — только характеристиками используемого для генерации процесса взаимодействия и размером непрерывно охлаждаемого циркулирующего первичного пучка на участке взаимодействия; ослабление потока вторичных частиц из-за поглощения в мишени, естественно, полностью отсутствует.

Аналогичная постановка экспериментов при непрерывном охлаждении рациональна и в условиях, когда мишень технически не удается сделать настолько плотной, чтобы время жизни частиц в накопителе определялось взаимодействием с мишенью, а не с остаточным газом в вакуумной камере (другим возможным препятствием повышению светимости оказываются ограничения на величину накопленного тока). Соответственно, в этом случае хотя и не достигается предельная светимость, но сохраняется большой выигрыш по сравнению с однократным прохождением пучка ускорителя через такую же мишень и возможность работать с очень стабильным пучком высокого качества.

Такая ситуация характерна для экспериментов с газовыми поляризованными мишенями, для которых сегодня можно иметь, даже в случае

водорода или дейтерия, лишь до 10^{12} атом/см², что соответствует среднему вакууму в накопителе 10^{-9} Торр. Конечно, наиболее интересна работа с поляризованной мишенью при поляризованных пучках в накопителе.

Другим интересным примером такого рода может стать мишень свободных нейтронов, которая особенно перспективна для детального изучения рп-взаимодействий при низких и средних энергиях ⁴.

в) Мы находимся в настоящее время на этапе, когда в ускорительной технике происходит освоение важных усовершенствований.

Прежде всего, начинается широкое применение сверхпроводимости. Применение ускорительных сверхпроводящих магнитных систем, в наибольшей степени продвинутое разработками Фермилаб, сегодня позволяет поднять максимальное ведущее магнитное поле с 20 кГс до 45 кГс (сплавы на основе Nb, Ti), соответственно выигрывая в энергии протонных и антипротонных пучков (при данных масштабах установки). В близком будущем есть возможность приблизиться к 100 кГс (сплавы на основе Nb, Sn). Важным обстоятельством является и существенный интегральный выигрыш в потребляемой энергии, который особенно велик при работе в режиме накопителя.

Хочется обратить внимание, что и при малых полях до 20 кГс с ферромагнитным формированием магнитного поля накопителя или медленного ускорителя применение сверхпроводящих обмоток позволяет сделать магнитные системы совсем миниатюрными (разработки ЛВЭ ОИЯИ, Дубна). Правда, сверхпроводящие магнитные системы еще должны продемонстрировать свою длительную работоспособность при работе с планируемыми в большинстве проектов весьма интенсивными пучками, что требует специальной заботы особенно при работе в ускорительном режиме.

Применение высоких значений ведущего магнитного поля дает возможность поднять энергию пучков тяжелых частиц, но для электронов и позитронов этот путь повышения энергии исключен из-за чрезмерного роста потерь на синхротронное излучение. Однако применение сверхпроводящих магнитных структур оказывается эффективным для повышения светимости электрон-позитронных встречных пучков при малых и средних энергиях ², а также при создании излучающих структур для разнообразных применений синхротронного излучения.

Существенное значение для ускорительного прогресса будет иметь применение сверхпроводящих резонаторов в высокочастотных ускоряющих структурах. Правда, до настоящего времени не ясно, удастся ли повысить ускоряющий градиент таких систем выше 5 или 10 МэВ/м, но, во всяком случае, такие системы позволят заметно (в 1,5—2 раза) продвинуть энергию циклических электрон-позитронных накопителей ^{7,8}.

г) Резкого повышения темпа ускорения в линейных ускоряющих структурах — до 100 МэВ/м, а может быть, и несколько выше — можно добиться в импульсном режиме (при нормальной проводимости резонаторов). Такие ускорители можно назвать суперлинаками. Задачу получения необходимой поверхностной прочности по отношению к высокочастотному пробое (технология обработки), а также задачу разработки ускоряющих структур для релятивистских частиц с минимальным перенапряжением можно считать принципиально решенными ^{9,10}. Основой возможного прогресса в этой области является разработка импульсных коротковолновых генераторов нового уровня импульсной мощности (порядка гигаватт). Два направления в разработке систем накачки кажутся наиболее обещающими.

Одно из них связано с быстрым прогрессом в технике мощных импульсных релятивистских электронных пучков⁹. Уже сейчас, при решении проблем управляемого термоядерного синтеза, получены импульсные мощности электронных пучков в несколько гигаватт при длительностях порядка микросекунды с преобразованием значительной части энергии пучка в энергию высокочастотного электромагнитного поля. Задача сегодня — сделать такие генераторы более эффективными, тонко управляемыми по амплитуде и фазе и перевести их в режим сравнительно высоких частот повторения.

Другое направление¹¹ связано с тем, что современные большие протонные ускорители (не говоря уже об ускорителях сравнительно близкого будущего) имеют запасенную в пучке релятивистских частиц энергию в миллионы джоулей и мощности в сотни гигаватт при однооборотном выпуске. Весьма хорошие качества высокоэнергетических протонных пучков (малый энергетический разброс — всего десятки МэВ при энергии в 500 ГэВ — и малый эмиттанс) позволяют сравнительно несложно с помощью поворотного модулятора вызвать глубокую бунчировку вдоль пучка с необходимой длиной волны порядка сантиметра. Пропуская такой ультрарелятивистский пучок через соответствующий диафрагмированный волновод, можно эффективно передать энергию протонного пучка в электромагнитное поле этой линейной ускоряющей структуры с темпом ускорения до 100 ГэВ/км. Такое использование протонного пучка назовем режимом протонного клистрона (см. гл. 5). Инжектируя вслед за возбуждающим протонным ступком ускоряемые ультрарелятивистские частицы, можно получить широкий набор частиц высоких энергий.

Таким способом можно передать почти полную энергию базового протонного ускорителя ускоряемым частицам при интенсивности ускоряемого пучка, составляющую значительную долю от интенсивности первичного. Увеличивая длину ускоряющей структуры и возбуждая последовательные участки разными протонными супербанчами, можно пропорционально повысить энергию ускоряемых частиц, соответственно проигрывая в их средней интенсивности.

2. ПРОГРЕСС В ОБЛАСТИ ДЕТЕКТОРОВ *)

а) Прогресс в системах регистрации в сильнейшей степени связан с непрерывно идущей революцией в электронике. Именно «электронная революция» позволяет создавать современные быстрые трековые приборы и справляться с огромными потоками информации. Очень грубая верхняя оценка информации об одном событии в большом детекторе (10^7 разрешаемых элементов пространства $\times 10^2$ разрешаемых моментов времени $\times 10^2$ разрешаемых значений амплитуд $= 10^{11}$ разрешаемых элементов) показывает, что число элементов очень велико, так что компьютерное изображение события весьма информативно (или, как теперь иногда говорят, весьма пикториально). Таких событий, как правило, необходимо регистрировать тысячи в секунду, т. е. полные потоки информации очень велики.

Поэтому большое значение имеет разработка все более быстрых обрабатывающих процессоров. Рекордной в этом отношении является, по-видимому, разработанная в Брукхейвене система Fast-bus, обеспечивающая скорость обработки до гигабит/с¹². Но и эта скорость недостаточна, чтобы

*) Ссылки на литературу в этом разделе сделаны, в основном, на материалы, представленные на XX Международную конференцию по физике высоких энергий.

обработать весь поступающий поток информации, если подходить к информации, как к полностью некоррелированной и равноценной.

Огромное значение имеет распараллеливание съема и обработки информации и использование для этой цели все более совершенных программируемых микропроцессоров, что позволяет записывать и использовать в последующем анализе только потенциально интересную информацию. Таких уровней решения о дальнейшей более подробной записи и обработке информации и даже уровней включения самой регистрирующей аппаратуры (уровней триггера), может быть несколько.

б) Системы регистрации бывают уже колоссальными по своим масштабам. Особенно выделяются при этом нейтринные детекторы¹³ и мультикилотонные детекторы по исследованию стабильности протона¹⁴. Но чрезвычайно важной является и линия развития микродетекторов, когда для достижения необходимой информативности используется предельно высокое пространственное, временное и амплитудное разрешения (по отдельности или в комбинациях). Микродетекторам был посвящен специальный международный симпозиум в Италии (сентябрь, 1980).

в) Рассмотрим теперь прогресс и перспективы в некоторых конкретных методах регистрации.

Продолжается совершенствование разрядных трековых приборов, причем революция в электронике позволяет использовать все более тонкие свойства электрического разряда в различных средах. Уже сегодня рекордное пространственное разрешение в жидкоаргоновой камере составляет $\sigma_x = 8$ мкм¹⁵, в газовой — 20 мкм¹⁶, а временное разрешение достигло $\sigma_t = 20$ пс¹⁷. Можно уверенно предсказать, что дальнейшее удешевление, улучшение и миниатюризация электронных элементов и, быть может, интегральное исполнение чувствительных и электронных обрабатывающих элементов будут и дальше способствовать прогрессу трековых детекторов.

г) Весьма перспективно направление «активных мишеней» с быстрым (электронным) съемом информации, непосредственно продолжающее линию пузырьковых камер и газовых камер высокого давления¹⁸. Один из вариантов такой мишени представляет собой набор последовательных тонких полупроводниковых счетчиков¹⁹, с продольным разрешением 10 мкм, предназначенным, в частности, для измерения времен жизни D-мезонов, рождающихся в веществе самой мишени. Особенно расширяются возможности такого устройства при добавлении поперечного разрешения в каждом из счетчиков (уже построен прототип, обеспечивающий поперечное разрешение $\sigma_x = 10$ мкм). Но с использованием технологического арсенала современной микроэлектроники — изготовление тонких кремниевых пластин, ионная имплантация, молекулярная эпитаксия, лазерная, а в недалеком будущем, рентгеновская литография с использованием синхротронного излучения электронных накопителей, интегральность исполнения всего тракта вплоть до передачи информации в процессор, — открывается перспектива настоящей революции во всей этой области. Последнее замечание справедливо и для систем считывания информации, в частности, оптической, для самых разнообразных детекторов.

д) Интересные возможности появляются при использовании волоконных сцинтилляционных годоскопов²⁰. Хорошие результаты получены при применении для считывания информации лавинных фотодиодов и микроканальных электронных умножителей. Сегодня выглядят доступ-

ными годоскопы с пространственным разрешением до 100 мкм, длиной вдоль волокон до 1 м и частотой срабатывания до 10^7 Гц.

е) Интересные перспективы открываются перед небольшими пузырьковыми камерами при работе с очень малым размером пузырьков²¹ — уже получено разрешение в 10 мкм. Особенно заманчиво при этом использование голографического съема информации, что позволяет при сохранении разрешения резко увеличить оптическую глубину изображения, перенося всю тяжесть на последующую обработку информации (уже получена глубина 10 см). Заметим, что, как показывают разработки Ленинградского Института ядерной физики, голографический съем информации, по-видимому, возможен и для стримерных камер. Конечно, для голографической записи в реальных детекторах рационально стремиться использовать бесфильмовый съем информации — микроканальные умножительные пластины, полупроводниковые счетчики большой площади с необходимым пространственным разрешением и, может быть, какие-то другие методы.

ж) Гибридные эмульсионные и быстро-циклические пузырьковые камеры со счетчиковым целеуказанием интересных событий и добавлением высокого временного разрешения сохраняют интерес, особенно при работе с очень высокими множественностями и сложными событиями незнакомого вида. В частности, гибридные пузырьковые камеры могут оказаться адекватными при работе с линейными встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии⁹, когда при небольшой частоте повторения (десятки герц) светимость за одно столкновение должна быть очень высокой.

з) В заключение детекторного раздела упомяну довольно интенсивно развиваемые методы прямого измерения (или хотя бы оценки) релятивистских γ -факторов исследуемых частиц. С ростом энергий эта задача становится все более трудной и все более важной. Среди них отмечу газовые черенковские счетчики (особенно с микроканальным измерением кольца черенковского излучения²²), детекторы переходного излучения²³, использование релятивистской зависимости ионизационных потерь (при больших энергиях — в газах), излучения при каналировании в монокристаллах, особенно хорошо применимого для положительных частиц, и магнитно-тормозного синхротронного излучения. В разных ситуациях оптимальным может оказаться использование разных методов и их комбинаций. Некоторые методы, например, регистрация излучения при каналировании, наиболее применимы для маркировки падающих на мишень вторичных частиц, когда направления их движения достаточно коллинеарны.

3. ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим теперь возможности генерации высококачественных пучков возможно более широкого набора частиц, как первично ускоренных, так и вторичных. Прогресс в этом направлении в значительной степени определяет развитие физики элементарных частиц.

Среди характеристик пучков, с точки зрения их информативности для физики элементарных частиц, очевидную роль играют энергия и интенсивность. Повышение энергии E используемых частиц ведет к увеличению энергии реакций изучаемых фундаментальных процессов; она растет в релятивизме как \sqrt{E} при работе с неподвижной мишенью и как E во встречных пучках. Повышение интенсивности делает возможным как наблюдение все более редких процессов, так и повышение точности экспе-

риментальных данных, что также часто дает качественно новую фундаментальную информацию. Яркой иллюстрацией последнего может быть обнаружение в лазерных экспериментах нарушения четности в атомных переходах и, соответственно, обнаружение электрон-нуклонного взаимодействия за счет слабых нейтральных токов ²⁴.

Кроме энергии и интенсивности, чрезвычайно большое значение имеет качество пучков — малость их эмиттанса, монохроматичность и оптимальность их временной структуры. Малость эмиттанса позволяет сделать минимальной область взаимодействия частиц с веществом мишени, что улучшает, скажем, анализ продуктов реакции по импульсам. Относительно временной структуры пучков стоит заметить, что иногда выгодно иметь предельно высокую скважность — предельно короткие интенсивные сгустки, разделенные продолжительными «пустыми» промежутками (отстройка от равномерного, например, космического фона, использование предварительно запускаемых детекторов типа пузырьковых камер, сепарация по скоростям); в других случаях выгодно иметь предельно растянутые пучки, оптимально загружая регистрационную электронику и получая возможность «пометить» каждую интересующую нас частицу по продуктам, сопровождающим ее рождение.

В последние годы все более важным становится получение поляризованных пучков. Бытовавшее ранее представление о том, что спиновые эффекты, по крайней мере для сильных взаимодействий, с ростом энергии становятся все слабее, оказались совершенно неверными. Более того, можно сказать, что без экспериментального изучения спиновых свойств фундаментальных взаимодействий невозможно построение количественной теории элементарных частиц.

Рассмотрим теперь, очень схематично, возможности генерации пучков всех известных достаточно стабильных частиц.

Генерация пучков вторичных частиц является часто многокаскадным и сложным процессом. На многих этапах при этом выгодно использовать режим сверхтонкой мишени с подходящим охлаждением.

а) П р о т о н ы

Протонные ускорители продолжают расти по энергии и интенсивности, являясь базой для огромного класса экспериментов, в том числе, и со встречными пучками.

Уже сейчас доступны энергии до 500 ГэВ. В близкое время войдет в строй Doubler на 1 ТэВ; началась реализация проекта УНК на 3 ТэВ ²⁵. Предметом изучения Международного комитета по будущим ускорителям (ICFA) в 1979 г. стал ускоритель на 20 ТэВ.

Современная интенсивность протонных пучков предельно высокой энергии составляет до 10^{13} р/с; дальнейшее повышение их интенсивности связано с решением проблем резкого улучшения «пучковой гигиены», что особенно критично для ускорителей, использующих сверхпроводимость (а она используется во всех проектах протонных ускорителей на сверхвысокие энергии). Интересные возможности в получении протонов повышенной энергии открывает использование суперлиняков с применением протонных клистронов.

Для средних энергий рекордсменами по интенсивности являются, естественно, мезонные фабрики — до 10^{16} р/с. Дальнейшее повышение интенсивности будет идти с ростом мощности ВЧ генераторов и решением радиационных проблем.

В области более низких энергий великолепными качествами пучка выделяются электростатические тандем-генераторы, создание крупней-

шего из которых на 60 МэВ по протонам заканчивается в Дарсбери. Однако многие соответствующие эксперименты, например, спектрометрические, могут оказаться выполнимыми, причем без жестких ограничений по энергии, с помощью протонных накопителей с электронным охлаждением в режиме сверхтонкой мишени ⁴.

Получение интенсивных поляризованных протонных пучков связано с созданием достаточно интенсивных источников поляризованных протонов и, для циклических ускорителей на высокие энергии, с преодолением деполяризующего действия спиновых резонансов. Опыт Аргоннской лаборатории продемонстрировал экспериментально возможность (и высокую полезность) ускорения поляризованных протонов до сравнительно высокой энергии.

Уже сегодня видны возможности наполнения циклических протонных ускорителей поляризованными протонами до полной интенсивности данного ускорителя. Основной путь — это использование поляризованных по протонам пучков H^- , которые могут иметь почти ту же интенсивность, что и поляризованные H^+ , и перезарядной инжекции в ускоритель, что позволяет в несколько тысяч раз поднять циркулирующий в ускорителе ток по сравнению с током источника H^- ²⁶. Дополнительное увеличение кратности инжекции и улучшение эмиттанса пучка можно получить при добавлении электронного охлаждения в период инжекции. Лишь для мезонных фабрик пока нет возможности приблизить интенсивность поляризованных протонных пучков к интенсивности обычных пучков.

Ускорение до высоких энергий в циклических ускорителях связано с прохождением огромного числа спиновых резонансов. Этот вопрос теоретически изучен детально и найдены пути преодоления вредного влияния резонансов, вплоть до создания магнитных структур, полностью исключаящих эти резонансы ²⁷.

Особенно упрощается задача получения поляризованных протонов высокой энергии, после предварительного перезарядного накопления в бустере, при использовании суперлиняков, в частности, с использованием протонных клистронов ¹¹.

В связи с отсутствием в настоящее время чистых поляризованных мишеней из конденсированного вещества особую роль могут играть эксперименты в накопителях с внутренней газовой полностью поляризованной мишенью, что позволяет работать с почти чистыми спиновыми начальными состояниями. Обратим внимание, что в районе мишени в накопителе может быть сделана устойчивой и продольная поляризация циркулирующего пучка ²⁸ для получения начальных состояний с заданными спиральностями.

б) Я д р а

«Релятивистская ядерная физика» ²⁹ оказывается более интересной, чем многие считали вначале («каша по каше»). Соответствующие эксперименты как дают представления о сверхсжатой ядерной материи, так и приносят данные о фундаментальных взаимодействиях (изучение «кумулятивных» инклюзивных процессов). Сегодня получают ускоренные ядра до урана с энергией до 10 МэВ/нуклон с интенсивностью до 10^9 U/c, и ядра до углерода с энергией до 5 ГэВ/нуклон с интенсивностью до 10^7 C/c (последнее в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, Дубна). Начинается осуществление проектов, которые резко поднимут потолок получаемых энергий и интенсивностей. При этом возможно использование различных когерентных методов ускорения, в том числе, смекотронов.

Т а б л и ц а 1

Предельные параметры пучков ядер
проекта VENUS, с⁻¹

	1 ГэВ/нуклон	20 ГэВ/нуклон
Ne	$0,8 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{11}$
Kr	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{10}$
U	$0,7 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{10}$

Таблица показывает ожидаемые предельные параметры (энергия и интенсивность) пучков ядер наиболее крупного проекта (VENUS, Berkeley).

Проект предусматривает и работу установки в режиме встречных пучков.

Получение пучков поляризованных дейтронов высокой энергии даже несколько проще, чем для случая протонов (из-за малости аномального магнитного момента).

Замечу, что при необходимости накапливать пучки тяжелых ионов и, особенно, удерживать их в сжатом состоянии длительное время, наиболее разумно использовать охлаждение протонным пучком, в свою очередь охлаждаемым электронно («протонное охлаждение» ⁴¹).

в) Нейтроны

Нейтронные потоки с энергией до десятков МэВ получают, в основном, от ядерных реакторов (в том числе, импульсных) и на дейтронных и протонных ускорителях. Для монохроматизации энергии реакции используют скоростные сепараторы и время-пролетную методику регистрации.

Не могу не обратить внимание, что весьма привлекательным для области энергий от десятков эВ до сотен кэВ является использование чрезвычайно мощного и высококоллимированного синхротронного излучения электронных накопителей на энергию ≥ 10 ГэВ, с энергией квантов выше 1,6 МэВ, облучающих бериллиевую мишень. Малость поперечных размеров эффективного источника нейтронов (достигим режим до $10 \text{ мкм} \times 1 \text{ мм}$), краткость импульса (доля нс) и очень высокая скважность следования этих импульсов ($\geq 10^5$) при высокой средней интенсивности (до 10^{14} нс) обеспечивают на много порядков более выгодные условия изучения нейтронных реакций по время-пролетной методике. В нижней части указанного диапазона энергий малость поперечных размеров источника делает весьма эффективным использование брэгговской монохроматизации с применением изогнутых кристаллов, а также получение поляризованных нейтронов при помощи магнитных зеркал.

При более высоких энергиях интересный импульсный источник нейтронов может быть получен на мезонных фабриках с использованием перезарядного ($H^- \rightarrow H^+$; $D^- \rightarrow D^+$) накопления ускоренных протонов или дейтронов в циклическом накопителе и предельно быстрым сбросом их на мишень.

При энергиях ≥ 100 МэВ оптимальным методом получения довольно монохроматичных и направленных нейтронов является использование реакций развала ускоренных дейтронов с нужной энергией на нуклон. При использовании режима сверхтонкой мишени можно получить интен-

сивность хорошо коллимированного и сравнительно монохроматического нейтронного потока, близкую к дейтонной, и хорошую маркировку по оставшемуся протону той же энергии. Применение поляризованных дейтонов позволяет получать нейтроны с хорошей степенью поляризации.

Использование реакции перезарядки $pZ \rightarrow n (Z + 1)$ позволяет вдвое поднять энергию нейтронов, получаемых на данном циклическом ускорителе, но дает худшие качества пучка. Сечение упругой перезарядки быстро падает с ростом энергии протонов ($\sigma_{ex} \approx 2E_{ГЭВ}^{-2}$ мб, $\sigma_{ex}/\sigma_{tot} \approx \approx 0,04 E_{ГЭВ}^{-2}$) и при энергиях выше десятков ГэВ приходится использовать реакцию $pp \rightarrow \pi^+ p$ с полезным сечением около 0,2 мб, получая на протонных ускорителях до 0,5% нейтронов от протонной производительности.

г) Антипротоны

Разработка электронного и стохастического методов охлаждения позволили перейти к получению высокоинтенсивных, абсолютно чистых, монохроматических и малоэмиттановых пучков антипротонов. Первые осуществляемые и готовящиеся проекты антипротонных накопителей³⁰⁻³⁴ будут давать $(1-5) \cdot 10^7$ p/c. В первых экспериментах в ЦЕРН уже получена удовлетворительная скорость накопления³¹. Сегодня видны пути увеличения производительности до 10^9 \bar{p} /с^{4,33,34}.

Накопление будет осуществляться при энергиях 0,5 — 5 ГэВ. Затем антипротоны могут быть замедлены вплоть до совсем низких энергий^{4,35} или ускорены до энергий имеющихся протонных ускорителей (и даже выше, при использовании протонных клистронов). Особый интерес представляет работа с антипротонами на низких энергиях при непрерывном электронном охлаждении с получением интенсивных и долгоживущих потоков протония — $(p\bar{p})$ -электромагнитносвязанного состояния^{4,35}.

При использовании непрерывно электроохлаждаемых пучков, взаимодействующих с продольно поляризованной газовой водородной мишенью на участке накопителя с устойчивой продольной поляризацией циркулирующего пучка, можно получить поляризованные антипротонные пучки с интенсивностью до 10% от интенсивности первичных антипротонов⁴, с последующим их ускорением (или замедлением) до нужной энергии.

д) Антидейтоны

В тех же накопителях, которые создаются для получения антипротонов, можно получить абсолютно чистые пучки антидейтонов с интенсивностью лишь на 3—4 порядка ниже антипротонной⁴. При этих низких интенсивностях оптимальным становится использование в системе накопления стохастического охлаждения, позволяющего вести охлаждение пучков с большим энергетическим разбросом и большим эмиттансом непосредственно на энергии рождения антидейтонов. Пучки антидейтонов могут оказаться интересными для изучения ядерных состояний, состоящих из нуклонов и двух антинуклонов.

е) Антинейтроны

При энергиях до десятков ГэВ выгоднее всего получать антинейтроны за счет упругой перезарядки $p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}$ (сечение при высоких энергиях около $\sigma_{ex} \approx 15 E_{ГЭВ}^{-2}$ мб), с маркировкой, по возможности, по оставшемуся нейтрону низкой энергии. Интенсивность антинейтронов будет

составлять до $\sigma_{ex}/\sigma_{tot} \approx 0,3 E_{\Gamma\text{В}}^2$ от производительности системы по антипротонам. Использование поляризованных антипротонов позволит, скорее всего, получить и пучки поляризованных антинейтронов с интенсивностью еще на порядок ниже (из-за потерь при поляризации антипротонов).

При еще более высоких энергиях придется получать антинейтроны в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}n$ с сечением в доли миллибарна при ухудшенных качествах результирующего пучка (даже при маркировке). Интенсивность его может быть доведена до долей процента от антипротонной производительности.

Пучок антинейтронов с великолепным качеством, интенсивностью до 10^{-3} от производительности по антипротонам и идеальной маркировкой по остающимся \bar{p} может быть получен через развал накопленных и ускоренных антидейтронов.

ж) П и о н ы

Получение пучков заряженных пионов является наиболее освоенным среди пучков вторичных частиц высокой энергии. Здесь я хочу обратить внимание только на заманчивые перспективы получения чистых, довольно монохроматичных и хорошо коллимированных пионных пучков при ускорении их в суперлинеках с темпом ускорения выше $2m_{\pi}c/\tau_{\pi} = 0,4 \text{ МэВ/см}$; наиболее естественным является использование при этом протонного клистрона ¹¹. При использовании оптимальных конверсионных систем можно получить на каждые 10 протонов с энергией $\geq 100 \text{ ГэВ}$ по одному положительному и отрицательному пиону с энергией в несколько ГэВ, пригодному для дальнейшего ускорения. Для уменьшения числа мюонов, сопровождающих пучок ускоренных пионов, следует стремиться к максимальному темпу ускорения.

Замечу, что при энергиях выше сотен ГэВ становится значительным число событий полного сечения, вызванных в конденсированной мишени нейтральными пионами. Так, при энергии первичных протонов в 1 ТэВ с интенсивностью в 10^{13} р/с произойдет больше 10^5 событий, вызванных рождающимися нейтральными пионами, при средней длине пролета порядка 20 мкм. Но, конечно, исключительно трудной является проблема идентификации этих событий.

з) К а о н ы

К сожалению, для ускорения заряженных каонов необходимы ускоряющие градиенты выше 3 МэВ/см, что пока еще далеко от реализации. Определенная надежда получить такие ускоряющие градиенты связана с особым вариантом использования протонного клистрона, когда все протоны собираются в один (или, быть может, несколько, разделенных большими интервалами) сгусток длиной порядка 1 см, пропускаемый через специальную волноводную структуру ³⁶ (см. п. д) гл. 5). Тогда внутри сгустка появляется очень большое электрическое поле, тормозящее протоны сгустка и, соответственно, ускоряющее летящие вместе со сгустком частицы противоположного знака, в данном случае K^- . Нейтральные каоны, при желании, можно затем получить с высокой эффективностью перезарядкой, с убираанием всех заряженных частиц магнитным полем. Но разработка достаточно работоспособных систем такого типа — дело будущего.

А в настоящее время при высоких энергиях, может быть, оптимальным методом постановки экспериментов по взаимодействию каонов с нуклонами станет использование режима тонкой (а при энергиях и интенсив-

ностях, при которых возможно эффективное охлаждение, — сверхтонкой) мишени в протонном накопителе с предельно полноценной маркировкой (соответственно, очень многосторонним и сложным триггером). Ведь полное сечение образования каждого из каонов в pp -реакциях велико — доли миллибарна — и каонов с такой мишени летит много. Конечно, для повышения чистоты эксперимента понадобится применить и весь аппарат зарядовой, импульсной, скоростной и γ -селекции, а при регистрации продуктов KN -реакции придется вести предельно полный учет квантовых чисел рождающихся частиц.

и) Г и п е р о н ы

Новым обстоятельством при сверхвысоких энергиях является большая «длина жизни» гиперонов — уже при 100 ГэВ долгоживущие гипероны живут многие метры. Правда, для разделения первичного пучка и пучка рождающихся гиперонов нужно применять сильные магнитные поля; но и эта проблема линейно облегчается с ростом энергии. В остальном, все сказанное о проведении экспериментов с каонами остается справедливым и в этом случае (инклюзивные сечения, в частности, того же порядка).

к) А н т и г и п е р о н ы

При не слишком высоких энергиях (скорее всего, до сотен ГэВ) оптимальным для создания антигиперонных пучков является использование упругих перезарядных реакций $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ ($\sigma_{ex}/\sigma_{tot} \approx 0,01 E_{ГВ}^{-2}$), с маркировкой по рождающемуся почти покоящемуся гиперону, в режиме (сверх)тонкой мишени в антипротонном накопителе. По-видимому, рождающиеся в таком процессе от поляризованных антипротонов антигипероны будут сохранять заметную степень поляризации. При более высоких энергиях придется действовать так же, как и в случае получения гиперонных пучков; инклюзивное сечение образования антигиперонов в pp -столкновениях лишь на порядок меньше, чем для гиперонов.

л) Э л е к т р о н ы

Электронные ускорители и накопители играют в настоящее время огромную роль как в исследованиях по физике элементарных частиц, так и в разнообразных приложениях (в частности, как генераторы синхротронного излучения).

Рекордсменом среди электронных ускорителей остается SLAC; даваемая им энергия уже превысила 30 ГэВ и в недалеком будущем достигнет 50 ГэВ при интенсивности до 10^{14} e^-/c . Электроны, как и позитроны, более высоких энергий получают в настоящее время на протонных ускорителях за счет процесса $pZ \rightarrow \pi^0 X$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\gamma Z \rightarrow e^+e^-Z$. В настоящее время возможно получение электронных пучков достаточно хорошего качества с энергией до 300 ГэВ при интенсивности до 10^8 e^-/c (сепарация, например, с помощью синхротронного излучения³⁷).

Резкое повышение интенсивности (до 10^{13} e^-/c) электронных пучков (в том числе, поляризованных) с энергией в сотни ГэВ станет возможным с сооружением суперлиаков для встречных линейных электрон-позитронных пучков (см. п. и) гл. 3).

Интенсивности поляризованных электронных пучков достигли на SLAC 10^{11} e^-/c . Интенсивные циркулирующие пучки получены за счет радиационной поляризации в накопителях³⁸⁻⁴². С помощью движущегося

навстречу электронам мощного циркулярно-поляризованного излучения (например, лазерного) можно резко ускорить процесс поляризации циркулирующих пучков электронов (и позитронов)^{43,44}. При энергиях выше 100 ГэВ с применением однократного пролета через магнитные поля в сотни килогаусс можно получить удовлетворительную степень поляризации e^- , используя зависимость синхротронных потерь от ориентации спинов излучающих частиц по отношению к магнитному полю⁴⁵.

м) П о з и т р о н ы

В области энергий электронных ускорителей современная интенсивность позитронных пучков практически полной энергии достигает одного процента от электронной интенсивности при худшем качестве пучка. Применение промежуточных накопителей с радиационным охлаждением может резко поднять качество позитронных пучков и повысить их интенсивность. Получение пучков поляризованных позитронов в эксперименте пока обязательно было связано с радиационной поляризацией в накопителях. При энергиях выше 100 ГэВ возможности по позитронным пучкам, в том числе и поляризованным, сравниваются с электронными.

н) Ф о т о н ы

Интенсивности и энергии пучков гамма-квантов высокой энергии, получаемых как тормозные на электронных ускорителях и от распада нейтральных пионов на протонных, достаточно высоки. Однако большой проблемой является сепарация пучков и маркировка энергий квантов, падающих на мишени. Эта задача особенно сложна при работе на протонных ускорителях, причем настолько, что приходится сначала получать пучки e^\pm известной энергии и лишь затем, по обычной процедуре, регистрируя энергию оставшегося e^\pm , маркируют энергию тормозного кванта. Такой же прием маркировки энергий фотонов, получаемых как тормозные на внутренних (сверхтонких) мишенях, удобен при получении интенсивных потоков гамма-квантов на электронных накопителях.

Интересные перспективы в получении интенсивных, монохроматических и одновременно полностью нужным образом поляризованных пучков гамма-квантов высокой энергии представляет обратный комптон-эффект на электронах, движущихся в циклических накопителях высокой энергии. Для получения таких квантов с энергией E нужны электроны с энергией E и поляризованные фотоны с E энергий $\gtrsim (m_e c^2)^2/E$. При этих условиях под нулевым углом к направлению движения рассеивающих электронов будут лететь фотоны полной энергии E (почти независимо от энергии первичных фотонов). Под углами большими, чем $m_e c^2/E$, кванты будут иметь существенно меньшую энергию. Поэтому для эффективной монохроматизации потока квантов нужно определять направление их распространения до точек взаимодействия с мишенью, а электронный пучок должен иметь возможно меньший угловой разброс. Кроме того, полезно применять маркировку энергии кванта, измеряя энергию электрона, оставшегося после рассеяния фотона. Внутри угла $m_e c^2/E$ фотоны будут иметь энергию E с разбросом $\Delta E/E = (m_e c^2)^2/EE_\gamma$, где E_γ — энергия первичных фотонов. В этом угле будет сосредоточена доля от полного потока рассеянных фотонов порядка $\ln^{-1}(E/\Delta E)$.

При энергиях до 50 ГэВ в качестве первичных фотонов рационально использовать синхротронное излучение от специальных излучателей-ондуляторов. При этом нужно обеспечивать, чтобы взаимодействовали с движущимися навстречу электронами только фотоны, излучаемые внутри

угла $1/\gamma$ (γ — релятивистский фактор излучающих в ондуляторе электронов). Излучающие частицы могут вращаться в том же накопителе (встречные e^+e^- -пучки), либо в специальном, гораздо более скромном накопителе на много меньшую энергию.

Интересные возможности откроются при использовании рассеяния излучения беззеркальных коротковолновых лазеров на основе мощных электронных пучков⁴⁶. При энергиях выше 50 ГэВ можно использовать фотоны мощных коротковолновых лазеров обычного типа.

Интенсивность таких пучков гамма-квантов соответствует передаче энергии всех накопленных электронов этим квантам при времени жизни по данному процессу в тысячи секунд (соответственно, до 10^8 γ/c) при использовании синхротронного излучения в качестве первичного. При наличии подходящих лазеров интенсивность потока квантов высокой энергии может быть резко повышена.

Особенно интенсивные потоки γ -квантов могут быть получены в установках типа ВЛЭПП (см. гл. 6).

Для квантов низких энергий (до нескольких МэВ; в будущем до 20 МэВ) рекордными по интенсивности (и, особенно, яркости) источниками являются электронные накопители на высокие энергии 10—100 ГэВ (см. также⁴⁷).

Для энергий в десятки и сотни МэВ интересные перспективы открываются при использовании излучения при каналированном движении электронов в монокристаллах^{48,49}. Интенсивность таких хорошо сколлимированных пучков может быть в десятки раз выше, чем тормозное излучение электронных пучков в этом же участке спектра.

о) М ю о н ы

Чтобы получить совершенно чистые, высокоэнергетичные, предельно интенсивные мюонные пучки с очень малым эмиттансом и хорошей монохроматичностью рационально действовать следующим образом^{4,5,11,50}:

а) используя протонные пучки с энергией ≥ 100 ГэВ, получить на мишени с сильной фокусировкой в ядерном каскаде максимально возможное число пионов с энергией около 1 ГэВ;

б) дать пионам распасться в предельно жестко-фокусирующем канале;

в) ионизационно охладить мюоны в специальном кольце с мишенями, расположенными на участках с очень сильной фокусировкой;

г) ускорить мюоны до нужной энергии в коротко-импульсном циклическом ускорителе или (лучше) в суперлинеке.

Интенсивность мюонного пучка может быть доведена до 10% от интенсивности базового протонного синхротрона (при использовании режима протонного клистрона).

Чтобы получить поляризованные мюонные пучки высокой энергии, лучше всего, по-видимому, использовать монохроматичные, ускоренные в суперлинеке пучки пионов, инжектировав их в специального вида накопительное кольцо с высоким магнитным полем (импульсное или сверхпроводящее). Структура кольца должна быть выбрана такой, чтобы в прямолинейных промежутках, занимающих порядка $3/4$ периметра кольца, была динамически устойчивой одинаковая продольная поляризация²⁸ рождающихся мюонов. Тогда мюоны, рожденные в передней, по отношению к импульсу пионов, полусфере в их системе покоя, будут иметь импульс весьма близкий к импульсу пионов и почти одинаковую лабораторную спиральность; мюоны противоположной спиральности, полетевшие назад, сильно отклонятся по импульсу и легко могут быть устранены из

кольца. Поляризация получившегося мюонного пучка может быть довольно высокой (приближаться к доле периметра, занятой прямолинейными участками).

п) Нейтрино

Пучки мюонных нейтрино высокой энергии с хорошей направленностью и полезной интенсивностью в несколько процентов от интенсивности базового протонного синхротрона, можно получить от пучков ускоренных пионов. Для уменьшения диаметра нейтринного пучка в районе регистрирующей аппаратуры, расположенной, естественно, после защиты необходимой толщины, распад пионов выгодно вести в специальной дорожке с очень длинными (относительно) прямолинейными промежутками. И мюонные, и электронные нейтрино той же интенсивности можно получить в дорожке такого же вида, инжeksiруя в нее ускоренные охлажденные мюоны. Таким образом, комбинация «суперлиак — специальный рейстрек» может быть многоцелевой установкой.

Что касается пучков ν_τ -нейтрино, связанных с тяжелым лептоном, то, быть может, основным их источником будет распад τ -лептонов, парами рождаемых γ -квантами на ядрах мишени⁵¹. Получать γ -кванты можно как с помощью протонных, так и с помощью электронных пучков высокой энергии. Более определенно можно оценить поток ν_τ от электронов. В толстой мишени число рожденных τ^\pm -пар будет порядка $(m_e/m_\tau)^2 = 10^{-7}$ от числа падающих электронов, так как при достаточно высокой энергии форм-фактор ядра уже не сказывается на сечении образования τ -пар (см. п. и) гл. 6).

Качество нейтринного пучка от протонов будет вряд ли выше. Не исключено, что при полностью растянутом во времени облучении рождающей мишени можно организовать триггер по образованию τ -лептонов и похожих событий для облегчения выделения событий, вызываемых ν_τ .

4. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Эксперименты на встречных пучках, как отмечалось и выше, стали важнейшим источником фундаментальной информации в физике элементарных частиц. Сейчас работают уже много электрон-позитронных накопителей (табл. II и рис. 1).

Таблица II
Электрон-электронные и электрон-позитронные установки

Накопительное кольцо (лаборатория)	Частицы	V_s , ГэВ	L , см \cdot с $^{-1}$	Начало работы
ВЭП-1 (Новосибирск)	e^-e^-	0,32	$5 \cdot 10^{27}$	1965, закрыто
Стэнфорд	e^-e^-	1	$2 \cdot 10^{28}$	1965, закрыто
ВЭПП-2 (Новосибирск)	e^+e^-	1,4	$3 \cdot 10^{28}$	1966, закрыто
АСО (ОРСЭ)	e^+e^-	1,1	$1 \cdot 10^{29}$	1967, закрыто
ADONE (Фраскати)	e^+e^-	3	$6 \cdot 10^{29}$	1970
CEA (Кембридж)	e^+e^-	4	$3 \cdot 10^{28}$	1971, закрыто
SPEAR (Стэнфорд)	e^+e^-	8,2	$2 \cdot 10^{31}$	1972
ВЭПП-2М (Новосибирск)	e^+e^-	1,4	$3 \cdot 10^{30}$	1974
DORIS (Гамбург)	e^+e^-	11	$1 \cdot 10^{30} (10^{31})$	1976
DCI (ОРСЭ)	e^+e^-	4	$1 \cdot 10^{30}$	1976
ВЭПП-4 (Новосибирск)	e^+e^-	11	$1,5 \cdot 10^{30}$	1979
PETRA (Гамбург)	e^+e^-	38	$2 \cdot 10^{31} (10^{32})$	1979
CESR (Корнелл)	e^+e^-	11 (16)	$3 \cdot 10^{30} (10^{32})$	1979
PEP (Стэнфорд)	e^+e^-	28 (36)	$0,7 \cdot 10^{31} (10^{32})$	1980

Эксперименты на встречных пучках принципиально необходимы при предельно высоких энергиях.

а) Однако и при не предельных энергиях этот метод будет развиваться и обогащаться. Необходимость этого связана, в частности, с тем, что детальное исследование кварк-глюонных систем в области низких и средних энергий сейчас особенно актуально, так как оно дает возможность количественного изучения эффектов квантовой хромодинамики, в частности,

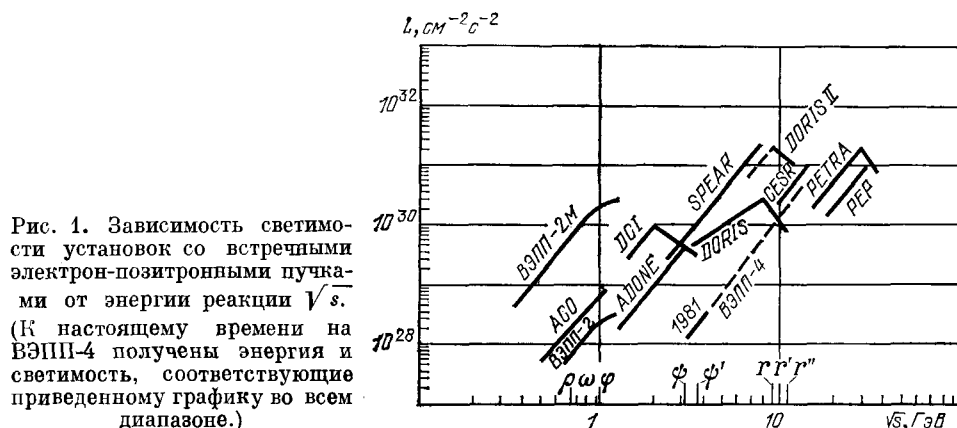


Рис. 1. Зависимость светимости установок со встречными электрон-позитронными пучками от энергии реакции \sqrt{s} . (К настоящему времени на ВЭПП-4 получены энергии и светимость, соответствующие приведенному графику во всем диапазоне.)

перехода от асимптотической свободы к конфайнменту. Такие исследования особенно удобно вести на встречных электрон-позитронных пучках, но для этого нужно кардинальное повышение светимости установок. Возможность и полезность этого подтвердил опыт накопителя ВЭПП-2М, на котором удалось резко поднять светимость и, соответственно, точность экспериментальных результатов в хорошо к тому времени изученной области полных энергий до 1,5 ГэВ. Уже сейчас видны возможности создания установок со светимостью до $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при полной энергии до 4—5 ГэВ.

Но и другие направления совершенствования электрон-позитронных установок обещают важные результаты. Очень полезна возможность работы с поляризованными пучками. Помимо повышения абсолютной точности измерения масс рождающихся частиц ^{52,53} (табл. III), работа

Таблица III

Массы ряда частиц,
полученные методом резонансной деполяризации

	Старое табличное значение массы, МэВ	Значение массы, полученное на ВЭПП-2М и ВЭПП-4, МэВ
$m_{K^+ - m_{K^-}}$ (тест СРТ)	$-0,032 \pm 0,090$	$-0,009 \pm 0,054$ *)
m_{K^0}	$497,67 \pm 0,13$	$497,618 \pm 0,085$ **)
m_{φ}	$1019,62 \pm 0,24$	$1019,53 \pm 0,09$
m_{ψ}	$3097,1 \pm 0,9$	$3096,93 \pm 0,09$
$m_{\psi'}$	$3685,3 \pm 1,2$	$3686,00 \pm 0,10$
m_{Υ}	9458 ± 6	$9459,7 \pm 0,6$

*) Результат получен с привлечением данных работ другого типа.
**) Предварительный результат.

даже с поперечнополяризованными встречными пучками помогает более чисто разобраться с квантовыми числами рождающихся образований. Осуществление экспериментов с продольнополяризованными пучками позволит иметь чистое спиновое состояние промежуточных образований и конечных частиц, что даст возможность получить качественно новую информацию о спиновой зависимости сильных взаимодействий и изучить, например, слабое взаимодействие b -кварков в районе Υ -мезонов и распадные свойства тяжелых лептонов. Заметим, что во многих случаях достаточно иметь продольно-поляризованным в месте встречи лишь один из пучков.

Интересные перспективы открывает и возможное резкое повышение (больше порядка) монохроматичности электрон-позитронных реакций⁵⁴. Так, можно будет пропорционально поднять долю резонансных реакций, что особенно принципиально для Υ -мезонов, и исследовать внутреннюю структуру ψ -мезонов, хотя бы для того, чтобы доказать, что ее нет. Замечу, что еще более высокой монохроматичности можно добиться в непрерывно электронно-охлаждаемых встречных pp -пучках⁴.

б) Но основной тенденцией в области электрон-позитронных встречных пучков остается стремление ко все более высоким энергиям, что является задачей кардинальной важности.

Уже сегодня становятся доступными полные энергии до 40 ГэВ (PETRA, PEP). Ведется интенсивная разработка проекта LEP (I очередь — до $\sqrt{s} = 150$ ГэВ, II очередь — до 250 ГэВ), проекта нового накопителя в Корнелле, а также проекта HERA, позволяющего, в принципе, получить энергию e^+e^- до 100 ГэВ (табл. IV). Заметим, что и при столь

Т а б л и ц а I V

Проекты электрон-позитронных установок на сверхвысокие энергии

Проект		\sqrt{s} , ГэВ	L , см ⁻² с ⁻¹	Планируемый запуск
LEP (ЦЕРН)	1-я очередь	100	10^{32}	1986
	Полный проект	250		
New Cornell Ring		100	$3 \cdot 10^{31}$	1986 (?)
Stanford Single Pass Collider (SLC)		100	$1 \cdot 10^{30}$	1985 (?)
ВЛЭПП	1-я очередь	300	$1 \cdot 10^{32}$	1989 (?)
	Полный проект	1000	$1 \cdot 10^{32}$	

высоких энергиях, несмотря на перекрытие спиновых резонансов, возможно осуществление встречных поляризованных e^+e^- -пучков⁵⁵. Интересным и новым является проект SLC однопролетных встречных e^+e^- -пучков на SLAC⁵⁶ на энергию до $\sqrt{s} = 100$ —140 ГэВ (рис. 2).

Дальнейшее повышение энергии электрон-позитронных встречных пучков в ставших традиционными циклических накопителях становится не реальным, так как катастрофический рост потерь на синхротронное излучение заставляет квадратично с энергией наращивать масштабы установок по размеру и потребляемой мощности. Поэтому основным направлением развития становятся линейные встречные пучки⁹.

В линейных столкновителях на сверхвысокие энергии с самого начала рассматривались возможности как использования длинных сверхпроводящих структур с рекуперацией энергии ускоряемых частиц, так и применения импульсных суперлинов⁵⁷. Сейчас изучаются несколько проектов сверхпроводящих линейных e^+e^- столкновителей — Корнелл, ЦЕРН,

Гамбург⁵⁸⁻⁶⁰. В Новосибирске разрабатывается ВЛЭПП — проект столкновителя на основе суперлиаков^{9,10,61,62} (см. гл. 6).

в) Первая установка со встречными протонными пучками с 1971 г. функционирует в ЦЕРН (ISR). Максимальная энергия установки 2.33 ТэВ, предельное число накопленных частиц до 10^{14} в каждом пучке, рекордная светимость $0,7 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. За эти годы проведено уже много разнообразных экспериментов, давших ценную информацию.

Сейчас начато строительство больших сверхпроводящих накопительных колец с протон-протонными встречными пучками на энергию до $\sqrt{s} = 800 \text{ ГэВ}$ в Брукхейвене (ISABELLE) с очень высокой проектной светимостью ($10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Рассматривается осуществление протон-протонных экспериментов в комплексе Main Ring-Doubler в Батавии с энергией $\sqrt{s} = 1100 \text{ ГэВ}$ (300 ГэВ на 1000 ГэВ). Встречные протонные пучки учитываются в проекте ускорительно-накопительного комплекса в Серпухове (УНК) с энергией $2 \times 3 \text{ ТэВ}$. Как мы видим, энергии встречных пучков будут расти довольно интенсивно (табл. V). Однако экспериментальное полу-

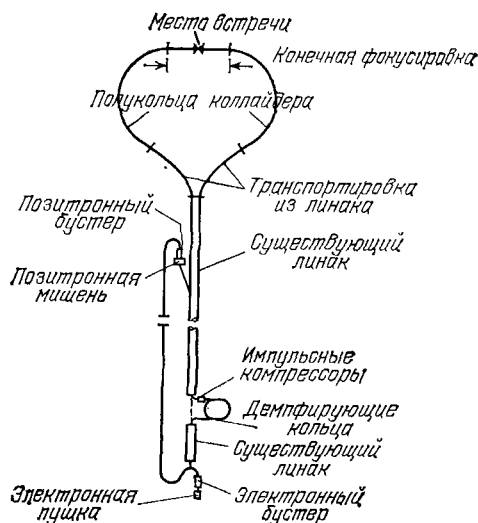


Рис. 2. Общая схема однопролетного коллайдера SLC.

Таблица V

Установки со встречными pp-, \bar{p} -, ер-пучками

Проект, лаборатория	Частицы	\sqrt{s} , ГэВ	L , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Начало работы
ISR (ЦЕРН)	pp	62	$0,7 \cdot 10^{32}$	1971
ISABELLE (Брукхейвен)	pp	800	$2 \cdot 10^{32} (1 \cdot 10^{33})$	1986
Main Ring—Doubler (Фермилаб)	pp	1100		
УНК (Серпухов)	pp	6000		
ISR (ЦЕРН)	$\bar{p}p$	62	$1 \cdot 10^{27}$	1981
SPS (ЦЕРН)	$\bar{p}p$	600	$1 \cdot 10^{27} (1 \cdot 10^{30})$	1981
Тэватрон, Фаза I (Фермилаб)	pp	2000	$1 \cdot 10^{30}$	1984
УНК (Серпухов—Новосибирск)	$\bar{p}p$	6000	$3 \cdot 10^{30}$	1990
Pentavac (Фермилаб)	pp	10000		
HERA (Гамбург)	$e^{\pm}p$	300 ($30_e \times 800_p$)	$4 \cdot 10^{31}$	1988
CHEER (Фермилаб)	e^-p	200 ($10_e \times 1000_p$)	$5 \cdot 10^{31}$	1985 (?)
TRISTAN (КЕК)	e^-p	170 ($25_e \times 300_p$)	$1 \cdot 10^{31}$	1988

чение интересующих теперь реакций с энергосвободением в 0,1 МДж на элементарный акт (любимые теоретиками 10^{15} ГэВ в с. д. и.!) — дело не слишком близкого будущего.

На накопителе ISR уже несколько лет ведутся эксперименты с дейтон-дейтонными пучками, а в последнее время проведены первые эксперименты со встречающимися α -частицами. Существует проект получения в этом же накопителе встречных пучков тяжелых ионов.

г) Начали работать первые установки со встречными протон-антипротонными пучками. В этот режим переведены установка ISR и протонный синхротрон SPS (ЦЕРН) ^{30,31}. На SPS получена энергия до $\sqrt{s} = 600$ ГэВ. Достигнутая в 1981 г. на каждой из установок светимость $5 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ уже позволила начать на них эксперименты, имеющие сечения обычных ядерных взаимодействий. Ведется интенсивная работа по повышению светимости.

Вслед за этим вступит в строй протон-антипротонная установка на энергию до $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ на основе строящегося сверхпроводящего протонного синхротрона Doubler — Теватрон I (Фермилаб) ³². Разрабатывается программа $p\bar{p}$ экспериментов в проекте УНК (Серпухов — Новосибирск) на энергию до $\sqrt{s} = 6$ ТэВ ^{33,34}.

В первые годы после сообщения о первом проекте встречных протон-антипротонных пучков (1966 г. проект ВАПП-НАП, Новосибирск ^{63,64}) протон-антипротонные эксперименты при предельно высоких энергиях рассматривались многими лишь как чрезвычайно усложненное дополнение к протон-протонным экспериментам при тех же энергиях. Конечно, и тогда было ясно, что это дополнение является важным.

Кроме необходимости проверки фундаментальной теоремы о равенстве полных $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -сечений, имелись в виду два класса экспериментов, которые специфичны именно для протон-антипротонных встречных пучков — это, во-первых, изучение адронной аннигиляции и, во-вторых, исследование двухчастичных перезарядных реакций, т. е. реакций с сохранением барионного заряда каждой из сталкивающихся частиц. Сечение аннигиляции падает, по-видимому, только обратно пропорционально энергии, и при энергии $2 \cdot 1000$ ГэВ будет порядка 10^{-30} см^2 . Так что главной проблемой будет выделение аннигиляционных процессов из огромной массы событий «полного сечения». В то же время сечение процессов типа $p\bar{p} \rightarrow \bar{Y}Y$ падает (в известной сегодня области) как E^{-4} и лишь при светимости порядка $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ удастся получить сведения об этих процессах при энергиях выше 100 ГэВ.

В последние годы отношение физической общественности к протон-антипротонным встречным пучкам резко изменилось. Кварковая модель наполняется все большим динамическим содержанием и появляется все больше оснований считать адроны «состоящими» из кварков, взаимодействующих как точечные частицы. Соответственно, процессы с очень большими передачами импульса идут через взаимодействие кварков, составляющих сталкивающиеся адроны. При этом протон-протонные столкновения дают кварк-кварковые реакции, а протон-антипротонные столкновения — реакции кварк-антикварковые. В этом смысле можно сказать, что в экспериментах на встречных протон-антипротонных пучках, в частности, в процессах Дрелла — Яна, можно получить, в первом приближении, ту же фундаментальную информацию, что и на встречных электрон-позитронных пучках той же светимости с энергией порядка одной шестой от энергии барионов (хотя в адронных столкновениях энергии реакций будут полностью «размазаны»). Аналогично, протон-протонные встречные

пучки эквивалентны электрон-электронным. Конечно, о сильновзаимодействующих частицах, какими являются протоны и антипротоны, говорить, что они состоят только из кварков одной полярности, невозможно. Однако, по современным данным, содержание антикварков в протоне равно примерно 5% (это же и оценка содержания кварков в антипротоне), поэтому при протон-протонных столкновениях кварк-антикварковые взаимодействия дают лишь малую примесь. Для протон-антипротонных столкновений соотношение будет обратным. Кроме того, средняя энергия кварк-антикварковых реакций в протон-протонных столкновениях будет существенно меньше, чем в столкновениях протон-антипротонных.

Так, например, со сравнительно большими сечениями порядка 10^{-34} см² в $\bar{p}p$ встречных пучках с энергией в сотни ГэВ будут идти чрезвычайно интересные реакции

$$\begin{aligned}\bar{p}p &\rightarrow \begin{pmatrix} u\bar{u} \\ d\bar{d} \end{pmatrix} + X \rightarrow Z^0 + X, \\ \bar{p}p &\rightarrow \begin{pmatrix} u\bar{d} \\ d\bar{u} \end{pmatrix} + X \rightarrow W^\pm + X.\end{aligned}$$

Заметим (гл. 3), что возможно получение *поляризованных* протон-протонных пучков с полной светимостью и протон-антипротонных пучков со светимостью на порядок ниже, чем pp неполяризованных, включая эксперименты с заданными спиральностями реагирующих частиц. Отметим, что многие интересные эксперименты могут быть поставлены, если продольно-поляризованным (с регулируемой спиральностью) в месте встреч является только протонный пучок. В этом режиме можно реализовать предельную светимость протон-антипротонной установки.

Интересные перспективы откроются при использовании циркулирующих электронных пучков для охлаждения $\bar{p}p$ -встречных пучков высокой энергии ^{4, 65-67}. При высокой светимости (соответственно, при сравнительно большом эмиттансе $\bar{p}p$ -пучков) достижение эффективного охлаждения связано с решением сложных технических задач и не так легко оценить перспективность этого приема. Но при светимости в районе 10^{28} см⁻²с⁻¹ такое электронное охлаждение выглядит не слишком сложной задачей. При очень же малых установившихся размерах встречающихся пучков открывается возможность точного измерения дифференциального сечения упругого $\bar{p}p$ -рассеяния в районе эффективной интерференции кулоновского и сильного взаимодействий, а это, в частности, позволяет оценить поведение полного протон-антипротонного сечения при энергиях на порядок выше энергии $\bar{p}p$ -встречных пучков.

д) Несколько слов вообще о «стратегии» продвижения в область предельно высоких энергий. Можно, совершенно условно, выделить три этапа освоения каждой новой области в районе сотен ГэВ и выше.

На первом этапе нужно лишь получить возможность изучать взаимодействие каких-либо точечных, по современным представлениям, объектов (сегодня — лептонов, кварков), позволяющих осуществить предельно большие передачи импульсов как в рассеянии, так и в рождении массивных объектов (пространственноподобные и времениподобные передачи), причем каких именно пар — на первом этапе не столь уж важно. На первом плане в это время стоит экспериментальная доступность соответствующих встречных пучков. Более информативными при этом будут встречные пучки частиц и античастиц, как системы, наиболее свободные от запретов

в рождении новых массивных объектов. С этой точки зрения, самым удачным вариантом экспериментов первого этапа являются протон-антипротонные пучки.

Конечно, когда здесь и далее говорится об изучении фундаментальных взаимодействий разного типа, то это есть просто способ классификации по начальным состояниям. В каждом из отдельных классов экспериментов будет получена и обширная дополнительная информация о других взаимодействиях.

Ко второму этапу можно отнести эксперименты, охватывающие взаимодействия всех основных фундаментальных частиц — лептонов и кварков, т. е. исследование лептон-лептонного, лептон-антилептонного, кварк-лептонного, кварк-антилептонного, кварк-кваркового и кварк-антикваркового взаимодействий, а также взаимодействий с участием реальных фотонов; при этом выбор конкретного сорта частиц еще диктуется соображениями наибольшей реализуемости.

Эти задачи, скорее всего, будут решены в следующих экспериментах, со встречными пучками:

1) лептон-лептонные и лептон-антилептонные — $e^- + e^-$ и $e^- + e^+$ (а также γe и $\gamma\gamma$ на установках типа ВЛЭПП);

2) лептон-кварковые и антилептон-кварковые — $e^- + p$ и $e^+ + p$; эксперименты этого типа уже планируются в создаваемых и проектируемых накопительных комплексах на сверхвысокие энергии⁶⁸⁻⁷¹ (см. табл. V);

3) кварковые и кварк-антикварковые взаимодействия будут первоначально изучены, конечно, в pp - и $p\bar{p}$ -экспериментах.

На следующем этапе, по-видимому, будет важно получить возможно более полный набор пар фундаментальных частиц в начальном состоянии, а в конце концов станут необходимы для продвижения в понимании фундаментальных взаимодействий при предельно-высоких энергиях встречные пучки всех элементарных частиц и, по-видимому, ядер.

е) В связи со сказанным стоит обратить внимание на то, что многие из кажущихся сейчас экзотическими и нереальными экспериментов станут доступными уже в сравнительно близкое время.

Так, уже вскоре после освоения протон-антипротонных встречных пучков станут доступны и дейтон-антидейтонные эксперименты (для изучения нейтрон-антинейтронных взаимодействий): ведь эффективность накопления антидейтонов всего на четыре порядка ниже, чем для антипротонов, так что светимость порядка $10^{27} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ будет достигнута сразу же и дальнейший прогресс не заставит себя ждать.

Со временем станут возможны и эксперименты на встречных пучках с участием реальных фотонов (см. гл. 6) и нестабильных частиц (см. гл. 5). Хорошие перспективы для осуществления таких экспериментов с мюонами и пионами открывает, как уже говорилось, использование интенсивных пучков современных и будущих протонных ускорителей для возбуждения линейных ускоряющих структур¹¹.

5. О «ПРОТОННОМ КЛИСТРОНЕ»

а) Как уже говорилось выше, интересные перспективы открывает использование больших циклических протонных ускорителей как накопителей больших количеств энергии в форме, прекрасно приспособленной для преобразования в электромагнитную энергию возбуждения линейной ускоряющей структуры¹¹. Запасенная в протонных пучках энергия уже достигла в ускорителях SPS и Main Ring уровня 3 МДж, а проектируются и гораздо более высокие энергии и интенсивности. Речь может идти только

о протонных (а не электронных) циклических ускорителях, потому что только для них мощность ВЧ-питания передается пучку, а не расходуется на восполнение потерь на синхротронное излучение. Замечу, что при использовании сверхпроводящих магнитных и высокочастотных систем коэффициент преобразования мощности сети в мощность протонного пучка может быть сравнительно высоким.

Запасенной энергии в 3 МДж достаточно для возбуждения ускоряющей структуры с длиной волны, например, 5 см при темпе ускорения 100 МэВ/м длиной 50 км, что дает, в пределе, возможность ускорить широкий набор заряженных частиц (p^\pm , e^\pm , μ^\pm , π^\pm) до энергии 5 ТэВ. Подчеркну, что энергия частиц базового ускорителя может быть при этом гораздо ниже. Передать ускоряемым частицам можно, в принципе, до половины энергии, запасенной в пучке базового ускорителя. Однако энергия ускоренных частиц будет в этом крайнем случае существенно ниже предельно достижимой в выбранной схеме. Мощность высокочастотной накачки может (даже без продольного сжатия возбуждающего протонного пучка) достигать на современных ускорителях 100 ГВт; продольное сжатие позволяет дополнительно резко повысить эту величину.

б) Рассмотрим теперь вопрос — как сделать протонный пучок с большой запасенной энергией способным передать эту энергию линейной ускоряющей структуре, т. е. правильно выбранному диафрагмированному волноводу.

Прежде всего, необходимо однородный во времени протонный пучок преобразовать в модулированный по плотности с необходимой (порядка сантиметра) длиной волны, причем желательно, чтобы амплитуда нужной гармоники тока I_λ была близка к максимально возможной, т. е. $I_\lambda \approx 2I$, где I — протонный ток до модуляции. Такую модуляцию можно осуществить в два этапа. Сначала однородный пучок модулируется по энергии пропусканием через ускоряющую структуру, возбужденную на необходимой длине волны и обеспечивающую модуляцию энергии протонного пучка, значительно превышающую энергетический разброс первичного протонного пучка (этот разброс в SPS менее 50 МэВ). Для улучшения будущей группировки полезно добавить модуляцию и на более высоких гармониках. Последующее преобразование модуляции пучка по энергии в модуляцию по плотности для ультрарелятивистских частиц, какими являются протоны высокой энергии, оптимально проводить с помощью поворотного модулятора. При правильном выборе радиуса поворота и фокусирующей структуры модулятора длина пути будет зависеть от энергии протонов (в «нормальном» случае длина пути растет с ростом энергии и, соответственно, протоны более низкой энергии на повороте обгоняют более высокоэнергичные протоны). Если оборвать поворот в момент, когда протоны всех энергий в пределах одной длины волны, с точностью до собственного энергетического разброса пучка и степени приближения эффективной модуляции энергии к пилообразной, выстроятся на одном и том же азимуте, выходящий из модулятора пучок будет иметь максимальное содержание необходимой гармоники тока. После этой операции протонный пучок направляется в соответствующую линейную ускоряющую структуру с необходимой магнитной квадрупольной фокусировкой для удержания протонов в пределах отверстий диафрагм волновода. Дальнейших относительных продольных смещений ультрарелятивистских частиц при движении по прямой уже не происходит.

В качестве поворотного модулятора может быть использован как специальный магнитный тракт, через который после модуляции энергии пропускается выпущенный протонный пучок, так и кольцо базового

протонного ускорителя. В последнем случае в одном из прямолинейных промежутков базового циклического ускорителя за пределами рабочей апертуры может быть поставлен линейный ускоритель (на энергию порядка 100 МэВ). Пучок после окончания цикла ускорения однократно «забрасывается» в этот модулирующий линак, а при последующем движении в поворотной части возникает необходимая модуляция плотности пучка.

в) Пропустим такой модулированный по плотности пучок ультрарелятивистских протонов через линейную ускоряющую структуру, настроенную на длину волны λ , соответствующую первой гармонике модуляции. В этой структуре будет возбуждаться высокочастотное поле, тормозящее протоны, которые будут передавать свою энергию электромагнитному полю. Вначале амплитуда этого поля E_0 будет нарастать пропорционально протекшему через данное сечение суммарному заряду протонов eN :

$$E_0 \approx 10^2 \frac{eN}{\lambda^2} = 1,5 \cdot 10^{-11} \frac{N}{\lambda_{\text{см}}^2} \text{ (МВ/см)}.$$

Это нарастание будет продолжаться до собственного времени затухания в системе τ_d , которое пропорционально $\lambda^{3/2}$ и для $\lambda = 1$ см составляет в медном волноводе около 20 нс. Если же время протекания протонного тока много больше τ_d , в структуре установится амплитуда электрического поля, пропорциональная среднему протонному току I :

$$E_0 = 2IR \approx 3 \frac{I_A}{\sqrt{\lambda_{\text{см}}}} \text{ (МВ/см)}.$$

В последней формуле R — погонный импеданс структуры, I_A — протонный ток в амперах; при этом принято, что электронная подгрузка из-за холодной эмиссии под действием большого возбужденного электрического поля еще пренебрежимо мала.

Если непосредственно использовать протонный пучок сегодняшних рекордных ускорителей на большие энергии, можно получить в структуре с $\lambda = 1$ см установившуюся (на время оборота в этих ускорителях, составляющее около 20 мкс) амплитуду поля около 0,6 МВ/см. Уже сравнительно небольшая предварительная подгруппировка протонного пучка позволит получить в ускоряющей структуре эффективное поле до 1,5 МВ/см, предельное по электрической прочности поверхности; суммарное время существования этого поля будет пропорционально меньше, чем без такой группировки. Пропуская вместе с возбуждающим протонным пучком в ускоряющей (для данного знака заряда частиц) фазе какие-либо ультрарелятивистские частицы, можно их ускорять с темпом 60—150 ГэВ/км, соответственно.

Таким способом можно ускорить частицы до энергии, приближающейся к предельной энергии базового ускорителя. Предельная интенсивность ускоренного пучка будет составлять при этом около 10% интенсивности базового ускорителя (при монохроматичности порядка процента).

Разбив первичный пучок на несколько сгустков достаточной длины и пропуская их отдельно (с правильным сдвигом во времени) через последовательно расположенные линейные ускоряющие структуры, каждая из которых обеспечивает почти полное торможение первичного пучка, можно заставить ускоряемые частицы пройти последовательно все эти ускоряющие структуры, пропорционально повысив энергию ускоренных частиц по сравнению с энергией базового ускорителя. Предельная интенсивность пучка ускоренных частиц будет, естественно, пропорционально ниже.

Необходимое перераспределение во времени отдельных частей возбуждающего пучка — к каждой новой секции отработавший и «свежий»

сгустки должны подлетать одновременно — можно провести по разным схемам. Логически самое простое — поставить в туннеле основного ускорителя дополнительные импульсные магнитные малоапертурные дорожки на полную энергию, имеющие несколько разные периоды обращения для частиц с данным импульсом, и впустить каждый сгусток, занимающий соответствующую долю периметра ускорителя, в свою дорожку. Когда все сгустки совпадут по азимутальному положению, нужно после операции коротковолновой модуляции плотности каждого из сгустков выпустить их и направить к соответствующим секциям линейной ускоряющей структуры. Эту же операцию можно провести и за счет длинных задержек в каналах, хотя для этого и потребуются дополнительные туннели.

г) Для удержания частиц как возбуждающего, так и ускоряемого пучков в пределах отверстий в диафрагмированном волноводе линейной ускоряющей структуры необходима достаточно жесткая фокусировка, причем должна быть обеспечена одновременная устойчивость поперечных колебаний частиц с резко различными импульсами. Оценки показывают, что при обеспечении оптимальной квадрупольной фокусировки для ускоряемых частиц с импульсом в несколько ГэВ/с даже для волноводов сантиметрового диапазона пучки современных протонных ускорителей будут проходить почти без потерь.

Другой проблемой, связанной с прохождением в одной и той же структуре ультрарелятивистских частиц с резко различными γ -факторами, а, следовательно, с несколькими различными скоростями, является обеспечение правильной относительной фазировки этих частиц. Для того, чтобы устранить последствия постепенного отставания частиц с меньшей скоростью, необходимо после каждого участка длиной $\lambda\gamma_{\min}^2/2$ разводить возбуждающий и ускоряемый пучки и задерживать, за счет разницы в длинах путей до входа в следующую ускоряющую секцию, один пучок относительно другого примерно на $3\lambda/4$. Такой прием позволяет одновременно очищать ускоряемый пучок от частиц с другими массами.

д) Получение в линейных ускорителях темпа набора энергии порядка 100 МэВ/м позволяет, как уже говорилось, ускорять и нестабильные, но сравнительно долгоживущие частицы — мюоны и заряженные пионы. Однако для ускорения заряженных каонов требуется темп ускорения больше 300 МэВ/м. Такие градиенты, по-видимому, неизбежно вызывают полную шунтировку структуры холодно-эмиссионными электронами, и, соответственно, такое поле не может быть получено за счет постепенного наращивания запасенной в волноводе энергии.

Интересная возможность получения градиентов необходимого уровня на основе протонного клистрона предложена в работе ³⁶. Если собрать в один короткий сгусток длиной, равной расстоянию между диафрагмами ускорительного волновода, число протонов N , формально необходимое для получения интересующего градиента, то в пределах протонного сгустка будет достигаться максимум тормозящего поля примерно эквивалентной величины

$$E_{\max} \approx 10^{-12} \frac{N}{a_{\text{см}}^2} \text{ (МВ/см)},$$

где a — расстояние между диафрагмами волновода и диаметр их отверстий.

На языке собственных мод волновода можно сказать, что одиночный сгусток возбуждает сразу несколько (азимутально-симметричных) гармоник, амплитуды которых складываются в пределах длины возбуждающего сгустка.

Напряженность электрического поля на поверхности диафрагм, хотя и на очень короткое время, достигает той же величины, что и в центре сгустка. Поэтому обязательно возникает большой шунтирующий электронный ток, однако, это уже не должно успеть существенно сказаться на величине тормозящего поля внутри сгустка. Нужно лишь позаботиться, чтобы возбужденное сгустком остаточное электромагнитное поле выделяло свою энергию не на поверхности диафрагм. Для этого диафрагмы можно оставить открытыми с внешней стороны, а вместо внешнего коаксиала волновода на достаточно большом расстоянии от диафрагм разместить сильно поглощающий материал.

Описанный только что метод позволяет ускорить внутри сгустка возбуждающих частиц еще более короткие сгустки частиц противоположного знака (т. е. внутри протонного сгустка — отрицательные частицы). Для получения темпа ускорения порядка 300 МэВ/м, что составляет необходимый минимум для ускорения отрицательных каонов, нужно сформировать полусантиметровые сгустки ультрарелятивистских протонов с 10^{12} протонов в сгустке. Такое число протонов занимает в упомянутых больших протонных ускорителях $3 \cdot 10^{-3}$ от периметра ускорителя (с учетом коэффициента бунчировки), что составляет примерно 20 м. При получении нужного сгустка за счет чисто продольного сжатия имеющийся в ускорителе энергетический разброс (около 50 МэВ) должен возрасти, по крайней мере, до 200 ГэВ (почти 50 % полной величины). Такая операция, по-видимому, технически почти не выполнима.

Реализация метода может быть облегчена, если использовать малость поперечного эмиттанта протонного пучка и повысить линейную плотность пучка за счет поперечного сложения отдельных участков протонного пучка, растянутого первоначально вдоль всего периметра базового ускорителя. Это может быть выполнено, например, путем выпуска из ускорителя части пучка и последующей ее реинжекции с необходимой задержкой во времени, в том числе, используя дополнительные дорожки (см. п. в) гл. 5). Несколько дешевле многократную компрессию такого рода будет проводить, если комплекс уже содержит два кольца на полную энергию (Main Ring-Doubler, ISABELLE, УНК).

е) Рассмотрим теперь несколько подробнее возможности описываемого в разд. V варианта ускорения.

Ускорение стабильных заряженных частиц (если с самого начала их скорость достаточно близка к скорости света), при выполнении приведенных выше условий, не вызывает затруднений независимо от сорта частиц. Интерес представляет и повышение энергии протонов (с инжекцией части первичных протонов в ускоряющей фазе высокочастотного напряжения), и ускорение предварительно накопленных и охлажденных антипротонов и ионов, и ускорение электронов и позитронов без ограничений, связанных с катастрофическим ростом синхротронного излучения, характерным для циклических ускорителей (при линейном ускорении потери на некогерентное излучение пренебрежимо малы). Особый интерес представляет ускорение поляризованных частиц всех сортов — ведь при линейном ускорении деполяризующие эффекты могут быть сделаны весьма малыми.

Наибольший интерес ускорители на основе протонных клистронов могут иметь для ускорения нестабильных частиц. Требуемый темп ускорения $dE/dS|_0$ от энергии E_i до энергии E_f при уменьшении числа частиц в ускоряемом пучке за счет распада от N_i до N_f дается формулой

$$\frac{dE}{dS} = \frac{mc}{\tau_0} \frac{\ln(E_f/E_i)}{\ln(N_i/N_f)},$$

где m , τ_0 — масса и время жизни частиц в их системе покоя.

Величина mc/τ_0 составляет для мюонов 1,6 кэВ/см, для пионов — 0,18 МэВ/см. Отсюда сразу видно, что линейный ускоритель с темпом набора энергии около 1 МэВ/см обеспечивает ускорение до предельной энергии как мюонов, так и пионов с небольшими потерями интенсивности.

Как уже говорилось выше, мюонный пучок перед ускорением рационально охладить с помощью ионизационного охлаждения, а перед инжекцией в линейный ускоритель с помощью поворотного модулятора сгруппировать мюоны в области, близкие к максимумам ускоряющего напряжения. Необходимую группировку инжектируемых в суперлинеак пионных пучков желательно проводить за счет группировки высококачественного первичного протонного пучка, используемого для генерации пионов.

Ускорение каонов может, в обсуждаемом методе, быть осуществлено только с помощью приема, описанного в п. д) гл. 5.

ж) Использование суперлинеаков с протонными клистропами позволяет, в принципе, осуществить многие эксперименты со встречными пучками, описанными в гл. 4, на базе существующих, строящихся и проектируемых протонных ускорителей на сверхвысокие энергии, обеспечив требуемую светимость.

Для осуществления $\pi^+\pi^-$ -встречных пучков необходимо после ускорения пионов в суперлинеаке инжектировать их в магнитную дорожку с предельно высоким (для повышения числа встреч за время жизни) значением магнитного поля. Предельная средняя светимость $L_{\Sigma}^{\pi\pi}$ в этом случае будет равна

$$L_{\Sigma}^{\pi\pi} = \frac{\zeta \dot{N}_p}{l_t^{\text{eff}}} \frac{N_{\pi}}{l_{\pi}} \frac{p_{\pi} p}{(m_{\pi} c)^2} \frac{e H \tau_{\pi}}{2 \pi m_{\pi} c},$$

где ζ — эффективность протон-пионной конверсии; \dot{N}_p — число протонов, даваемое базовым ускорителем в с; N_{π} — число пионов в одном супербанче; l_t^{eff} — эффективная длина оптимизированной конверсионной мишени; l_{π} — длина пионного супербанча в магнитной дорожке и, одновременно, величина бета-функции в месте встречи; p_{π} — импульс пионов после конверсии; p — импульс ускоренных пионов; H — величина магнитного поля в дорожке, где происходят соударения; τ_{π} — собственное время жизни пиона.

Если принять $\dot{N}_p = 10^{13}$ p/c, $N_{\pi} = 10^{11}$, $\zeta = 10^{-1}$, $p_{\pi} = 5$ ГэВ/c, $p_{\pi} = 500$ ГэВ/c, $H = 100$ кГс, $l_t^{\text{eff}} = 1$ см, $l_{\pi} = 1$ м, то получим предельную светимость

$$L_{\Sigma}^{\pi\pi} = 3 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1},$$

что достаточно, в принципе, для экспериментов по исследованию основных свойств сильного пион-пионного взаимодействия.

При использовании той же системы для пион-протонных экспериментов с заменой положительных пионов протонами, предельная средняя светимость составит

$$L_{\Sigma}^{\pi p} = L_{\Sigma}^{\pi\pi} \frac{N_p^1}{N_{\pi}},$$

что при числе частиц в одном протонном сгустке $N_p^1 = 10^{12}$ и прежних остальных параметрах даст

$$L_{\Sigma}^{\pi p} = 3 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Если применить рассматриваемую систему для проведения мюон-мюонных экспериментов со встречными пучками с использованием ионизационно охлажденных мюонных пучков (при условии сохранения нормализованного эмиттansa мюонов при встрече равным их эмиттансу непосредственно после предельного ионизационного охлаждения), то получим предельную среднюю светимость

$$L_{\Sigma}^{\mu\mu} = \frac{\zeta \dot{N}_p}{l_c} \frac{N_\mu}{l_\mu} \frac{p}{2m_e c} \frac{e H \tau_\mu}{2\pi m_\mu c},$$

где l_c — длина ионизационно охлаждающей мишени, равная значению бета-функции охладителя в районе мишени; m_e — масса электрона. Предполагая, что $l_c = 1$ см и $l_\mu = 5$ см, при приведенных выше остальных параметрах получим оценку предельной светимости

$$L_{\Sigma}^{\mu\mu} = 3 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Суперлиаки, возбуждаемые протонными клистродами, могут быть применены и для осуществления экспериментов с электрон-позитронными линейными встречными пучками. Если использовать подход и оценки, описанные в гл. 6, то для «стандартной» производительности протонного ускорителя $\dot{N}_p = 10^{13}$ р/с предельная электрон-позитронная светимость будет равна

$$L_{\Sigma}^{e^+e^-} = 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Такая светимость уже представляет интерес; кроме того, производительность синхротронов будет возрастать и дальше.

6. ПРОЕКТ ВЛЭПП

Наконец, я хочу несколько подробнее рассказать о проекте ВЛЭПП, который уже не раз докладывался на конференциях и совещаниях, но все еще недостаточно известен физической общественности.

а) Сначала немного истории. В Новосибирском докладе на Международном семинаре по перспективам физики высоких энергий (Морж, Швейцария, 1971) ⁵⁷ говорилось следующее:

«Быть может, наиболее интересным в физике высоких энергий являются лептон-лептонные взаимодействия при возможно более высоких энергиях...

Один из путей изучения этих реакций при энергиях в сотни ГэВ — построить два обычных электронных (позитронных) линейных ускорителя с возможно более высокой мощностью генерируемых пучков и научиться сжимать поперечные размеры пучков до десятка микрон, достигнув той же точности их сведения. В случае успеха, при мощности 10 МВт в пучках можно получить светимость $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Другой путь изучения электрон-позитронных реакций при этих энергиях откроется после разработки и освоения сверхпроводящих линейных ускорителей *). В этом случае появится возможность обойтись без вкладывания большой активной мощности в пучки; один из пучков ускорится при этом на первой половине ускорителя и замедляется на второй половине, а другой пучок, движущийся в противоположном направлении, ускоряется в той же самой ускоряющей структуре на второй половине

*) Заметим, что похожая схема для электрон-электронных встречных пучков с непосредственной инжекцией впервые, насколько нам стало потом известно, рассматривалась М. Тигнером в 1965 г. ⁷².

ускорителя и замедляется на первой (тем самым пучки обмениваются своей энергией, а ВЧ-генераторы должны лишь поддерживать ускоряющее поле в ненагруженной ускоряющей структуре). В этом случае вы не тратите ВЧ-мощности и в средней точке всего ускорителя имеете максимальную энергию реакции. В этом варианте встречных пучков очень сложно оценить светимость сколько-нибудь определенно, но кажется, что она может быть выше (и даже много выше), чем в первом случае». В последнем варианте разворот электронных и позитронных пучков предполагалось осуществлять на энергии в несколько ГэВ, что не приводит к чрезмерным потерям энергии на синхротронное излучение и, в то же время, обеспечивает эффективное радиационное охлаждение, позволяющее накапливать и сжимать пучки.

Как видно из цитаты, более оптимистично мы оценивали тогда перспективы сверхпроводящих линейных встречных пучков. Однако последующие успехи в получении и работе со встречными электрон-позитронными пучками с поперечным размером в месте встречи в несколько микрон (ВЭПП-2М), а также затруднения в достижении высокого темпа ускорения в сверхпроводящих структурах, что делает линейные ускорители на сверхвысокие энергии на их основе чрезвычайно громоздкими, заставили нас сосредоточить наши усилия на разработке встречных линейных электрон-позитронных пучков на основе импульсных линейных ускорителей с максимальным темпом ускорения.

В результате, на Международном семинаре «Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза», проведенном в Новосибирске в апреле 1978 г. и посвященном 60-летию академика А. М. Будкера, к несчастью, не дожившего до этого юбилея, мы смогли представить первый сравнительно детальный проект электрон-позитронных встречных пучков на энергию реакций 200—500 ГэВ — проект ВЛЭПП, который в дальнейшем докладывался на многих конференциях и совещаниях⁹.

Рассмотрим кратко этот проект в том виде, как он представляется нам сегодня.

б) Как уже говорилось, общая идея ВЛЭПП состоит в использовании двух линейных ускорителей, «стреляющих» навстречу друг другу сгустками электронов и позитронов. В таком виде идея выглядит тривиальной, однако, анализ возможностей современных линейных ускорителей показывает, что их параметры на несколько порядков не удовлетворяют требованиям иметь достаточно высокую светимость (необходимо иметь очень интенсивные сгустки при исключительно малом эмиттансе), удовлетворительные энергетику и размеры установки.

Светимость такой установки, очевидно, оценивается как

$$L = \frac{N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_z} f,$$

где N — число частиц в каждом из сталкивающихся одиночных сгустков; $4\pi\sigma_x\sigma_z$ — эффективная площадь поперечного сечения пучков в месте встречи; f — частота повторения циклов.

Линейный ускоритель для достижения удовлетворительных энергетических характеристик должен работать на частоте повторения 10—100 Гц. Число ускоряемых частиц по тем же причинам, а также из-за возрастания сложности проблем «большого тока», не может быть поднято существенно выше 10^{12} частиц в одном сгустке. Поэтому для достижения необходимой светимости порядка 10^{32} см⁻² с⁻¹ площадь S поперечного сечения в месте встречи должна быть очень малой — порядка нескольких квадратных микрон. Соответственно, эмиттанс пучков (для случая

круглого сечения) даже при оптимальной фокусировке и длине сгустков всего около $l = 1$ см придется суметь сделать рекордно малым — порядка

$$\frac{\Omega}{\pi} = \frac{S}{l} \approx 10^{-8} \text{ см} \cdot \text{рад.}$$

Как получение интенсивных сгустков столь малого эмиттанса, так и его сохранение в процессе ускорения являются чрезвычайно сложными задачами, но удалось показать, что они разрешимы.

Для ускорения $2 \cdot 10^{12}$ частиц до 100 ГэВ необходимо вложить энергию около 30 кДж; суммарная энергия, запасенная в ускоряющей структуре, должна быть при этом не меньше 150 кДж. Ее надо передать ускоряющей структуре от СВЧ генераторов за время меньше времени затухания электромагнитного поля в структуре, что при длине волны $\lambda = 5$ см составляет около $2 \cdot 10^{-7}$ с. Отсюда следует, что суммарная мощность СВЧ генераторов должна составлять порядка 10^{12} Вт, а необходимая мощность одного генератора, считая по 1 генератору на 1 ГэВ ускорителя, достигнет 5 ГВт, что на два порядка превышает рекордную мощность промышленно выпускаемых генераторов на длину волны порядка 10 см. Однако прогресс в разработке мощных электронных пучков, как мы уже говорили выше, дает реальные основания быть уверенным в скорой разрешимости этой проблемы.

Стремление иметь возможно меньшие масштабы установки, а также стремление упростить решение задачи сохранения эмиттанса пучков при ускорении, заставляет переходить к суперлинакам с темпом ускорения около 100 МэВ/м. Проведенный анализ и эксперименты показали разрешимость и этой задачи^{9, 10}.

Итак, задача создания ВЛЭПП заключается в разработке линейных ускорителей с темпом ускорения около 100 МэВ/м, позволяющих ускорять одиночные сгустки электронов и позитронов с длиной около 1 см при числе частиц 10^{12} в каждом сгустке, обеспечивающих на выходе очень малый эмиттанс пучков и достаточную монохроматичность, и в создании высокоэффективных и тонко управляемых по амплитуде и фазе СВЧ генераторов на длину волны около 5 см с мощностью в импульсе несколько гигаватт при частоте повторения в десятки герц. Чрезвычайно желательно также иметь возможность работы с поляризованными встречными пучками электронов и позитронов.

в) Общую схему установки можно представить следующим образом (рис. 3)⁹. Два суперлинка на энергию, скажем, 100 ГэВ каждый длиной по 1 км, питаемых мощными источниками СВЧ, установленными на расстоянии 10 м друг от друга, «стреляют» навстречу друг другу одиночными сгустками длиной 1 см по 10^{12} поляризованных электронов или позитронов в каждом с частотой циклов порядка 10 Гц. После столкновения в месте встречи сгустки слегка отклоняются импульсным полем в малоугловую анализирующую систему, которая позволяет измерять энергетический спектр сталкивающихся частиц. После анализатора сгусток поступает в конверсионную систему, представляющую собой длинный спиральный магнитный ондулятор, проходя который частицы излучают около 1% своей энергии в виде циркулярно поляризованных фотонов с энергией около 10 МэВ⁶². Затем оставшийся поляризованный пучок слегка отклоняется и направляется, например, в специальные залы для проведения экспериментов со стационарными поляризованными мишенями, а фотоны попадают на конвертор. Рожденные в мишени продольно поляризованные частицы нужного знака (берется верхняя часть спектра) собираются и ускоряются с высоким темпом до энергии около 1 ГэВ. Затем поляризация частиц пре-

образуется в поперечную (вертикальную), длина сгустка увеличивается на порядок, и частицы, после предварительного радиационного охлаждения в накопителе с большим акцептансом, переводятся в специальный циклический охладитель, где эмиттанс пучка «затухает» до необходимой очень малой величины (чего очень не просто добиться для 10^{12} частиц в сгустке). После полного охлаждения пучок транспортируется без аббераций к инжекторному концу суперлиака, причем перед инъекцией

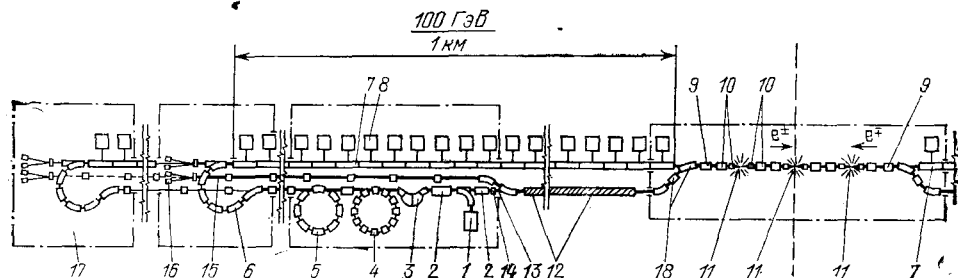


Рис. 3. Общая схема установки ВЛЭПП.

1 — начальный инжектор, 2 — промежуточный ускоритель, 3 — дебаucher-монохроматизатор, 4 — накопительное кольцо, 5 — охладитель-инжектор, 6 — банчер, 7 — ускоряющие секции, 8 — источник СВЧ, 9 — импульсный дефлектор, 10 — фокусирующие линзы, 11 — места встречи, 12 — спиральный ондулятор, 13 — пучок γ -квантов, 14 — конверсионная мишень, 15 — остаточный электронный пучок, 16 — эксперименты с электронными (позитронными) пучками со стационарной мишенью, 17 — вторая очередь, 18 — спектрометр.

пучок укорачивается до 1 см, а поляризация частиц преобразуется желаемым образом. Далее следует ускорение с предельно высоким темпом ускорения и принятием специальных мер для предотвращения возрастания эмиттанса. После ускорения сгустки фокусируются в месте встречи в эллипс с эффективной площадью около 10 мкм^2 и далее цикл повторяется.

г) Рассмотрим несколько подробнее электродинамику ускоряющей структуры и процесс ускорения. В нашем случае СВЧ-генераторы сначала «закачивают» энергию в разделенную на секции структуру с необходимым сдвигом моментов возбуждения каждой секции при правильной их фазировке так, чтобы ускоряемый сгусток все время шел при полной амплитуде и в необходимой фазе. Затем инжектируется ускоряемый сгусток длиной много меньше длины волны ускорителя.

Нетривиальный результат анализа процесса ускорения⁶¹ состоит в том, что подбирая длину сгустка с нужным числом частиц, можно получить после ускорения высокую монохроматичность, передав электронам значительную долю запасенной в структуре энергии. Так, ультрарелятивистский сгусток длиной 1 см с 10^{12} электронов, проходя ускоряющую структуру с длиной волны 5 см при эффективном темпе ускорения 100 МэВ/м , заберет 20% запасенной электромагнитной энергии (еще 20% будет переведено в паразитную энергию высших мод возбуждения структуры), при этом энергетический разброс после ускорения будет около 1%. Частицы будут ускорены при этом до 80% от предельной энергии. Заметим, что оптимальной для работы в режиме запасенной энергии является так называемая π -структура, в которой соседние резонаторы возбуждаются в противофазе. Кроме того, такая структура позволяет ускорять частицы в обоих направлениях.

д) Значительно более сложной оказалась проблема сохранения малости эмиттанса пучка в процессе ускорения⁶¹.

При движении сгустка строго по оси ускоряющей структуры, представляющей собой периодически сужающийся волновод, частицы прак-

тически не испытывают поперечных сил со стороны суммарного высокочастотного поля. При отклонении от оси каждая частица излучает несимметричную моду, поле которой, образовавшееся на диафрагме волновода, постепенно догоняет сгусток. Это поле в ультрарелятивизме не может догнать создавший его участок сгустка, но оказывает полное поперечное воздействие на все следующие за ним части сгустка. Участок сгустка, испытывавший такое воздействие, будет все дальше отклоняться от оси, порождая тем самым все более сильное возмущающее действие на следующие за ним участки. Сумма воздействий от всех диафрагм ускоряющей системы, даже если они выставлены с микронными точностями, приводит при необходимых интенсивностях к совершенно недопустимому возрастанию эффективного эмиттанса пучка и тем самым — к катастрофическому падению светимости.

Преодолеть эту неприятность оказалось возможным введением в процессе ускорения большого градиента энергии частиц вдоль сгустка при

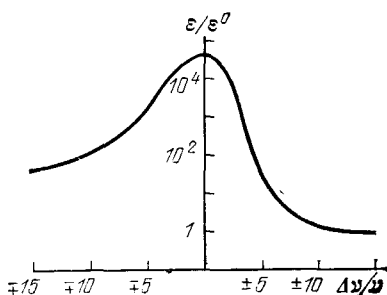


Рис. 4. Результаты численного моделирования.

$\varepsilon/\varepsilon^0$ — отношение эмиттанса ускоренного пучка к начальному эмиттансу; $\Delta\nu/\nu$ — разница в частотах поперечных колебаний частиц в начале (конце) и середине сгустка.

достаточно сильной фокусировке с помощью квадрупольных линз. В этих условиях частоты поперечных колебаний последовательных участков сгустка будут в достаточной мере разными и описанная неустойчивость не будет развиваться. На рис. 4 приведены результаты численного моделирования этого эффекта, подтвердившие возможность устранения возрастания эмиттанса. Правда, в этом случае появляются высокие требования к точности выставки фокусирующих линз (порядка 1—10 мкм на длине порядка длины поперечных колебаний частиц). Окончательная выставка линз и стабилизация их положения будут производиться непосредственно по измерению поперечного движения сгустков.

К концу ускорения разница в энергиях частиц вдоль сгустка уменьшается с начальных $\pm 10\%$ до необходимого разброса в 1% .

е) Рассмотрим теперь, что происходит при столкновении столь плотных сгустков⁵¹.

Электрическое и магнитное поля сгустков рассматриваемой интенсивности при микронных размерах достигают мегагауссовой величины. Для частиц «своего» сгустка силы со стороны электрического и магнитного полей взаимно компенсируются и не оказывают влияния на поведение частиц. В то же время их действия на частицы встречного пучка складываются, а максимальное эффективное поле равно удвоенной величине:

$$|\mathbf{H}_{\text{eff}}| = |\mathbf{H}| + |\mathbf{E}| = \frac{4N_e}{l(\sigma_x + \sigma_z)},$$

где σ_x , σ_z — поперечные полуразмеры пучка в месте встречи, l — длина сгустка.

Рассмотрим кратко три аспекта влияния этих полей.

Во-первых, в этом поле частицы испускают синхротронное излучение, при этом длина потери полной энергии оказывается в наших условиях весьма малой

$$l_{\text{rad}} = \frac{mc^2}{r_e^2 \gamma H_{\text{eff}}^2}.$$

Разброс энергий реакций будет соответствовать при этом энергетическому разбросу в пучке

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \pm \frac{1}{8} \frac{l}{l_{\text{rad}}} = \pm \frac{2r_e^3 N^2 \gamma}{l(\sigma_x + \sigma_z)^2}.$$

В результате, вместо столкновения монохроматичных электрон-позитронных сгустков, при $\sigma_x = \sigma_z$ получаем размытый спектр e^+e^- -реакций и дополнительно множество γe^- и $\gamma\gamma$ -соударений. Из-за этого приходится переходить к плоским сгусткам с сохранением площади поперечного сечения для поддержания светимости, поля в которых, как мы видели, убывают пропорционально увеличению ширины сгустка.

Во-вторых, поле встречного пучка частиц противоположного знака оказывает сильное фокусирующее действие. В результате за время соударения сгустков частицы совершают несколько колебаний. При лобовых столкновениях при этом для сгустков с плавным распределением плотности по всем направлениям увеличения эффективных размеров не происходит (есть даже небольшое сжатие), что было показано численным моделированием самосогласованного столкновения. Заметим, что рассматриваемый эффект резко снижает достижимую светимость электрон-электронных (или e^+e^+)-встречных пучков (дефокусировка!).

Третьим важным эффектом когерентных полей встречного сгустка является их воздействие на поведение спинов поляризованных встречных пучков. Поворот спина относительно скорости частицы из-за аномального магнитного момента при слишком больших углах поперечных колебаний частиц в поле встречного сгустка приводит к полной деполяризации электронов и позитронов в процессе столкновения. Допустимые углы в пучке составляют при этом

$$\theta_{\text{доп}} \approx \frac{1}{3} \frac{g_0}{g'\gamma} = \frac{0,15}{E_{\text{ГэВ}}}.$$

Для выполнения этого условия (в случае продольной поляризации) необходимо, чтобы

$$\alpha r_e \frac{N}{\sigma_x + \sigma_z} \leq 1, \quad \alpha = \frac{1}{137}.$$

Переход к плоским пучкам решает и эту проблему.

Однако уменьшение одного из размеров сгустков до столь малых величин требует квадратичного уменьшения эмиттанса пучка по этому направлению. Если это требование окажется слишком трудно выполнимым технически, можно будет перейти к варианту встречи в каждом столкновении четырех сгустков — по электронному и позитронному сгустку с каждой стороны. Если сгустки, движущиеся с каждой стороны, наложить до места встречи друг на друга, то их когерентные поля взаимно скомпенсируются (с точностью до одинаковости сгустков и аккуратности их совмещения). Поэтому все эффекты встречи резко ослабятся и перестанут играть вредную роль. При этом из-за однократности встречи сгустков неустойчивости, с которыми столкнулись на накопителе DCI при работе в четырехсгустковом режиме, развиваться не могут. Получить четыре сгустка логически проще всего, используя четыре независимых ускорителя, но можно

и провести одновременное ускорение электронного и позитронного сгустков в одной ускоряющей структуре при сдвиге на половину длины волны между ними с последующей задержкой переднего сгустка.

Возможно, что использование режима компенсированных сгустков позволит и существенно поднять светимость ВЛЭПП. Заметим, что в этом режиме половина полной светимости будет приходиться на e^+e^- -реакции, а вторая половина разделится поровну между e^-e^- - и e^+e^+ -соударениями. Недостатком такого режима работы является невозможность измерения зарядовой асимметрии исследуемых процессов.

ж) Недавно было осознано, что на ВЛЭПП осуществимо и дополнительное расширение спектра получаемых реакций ⁷³. Техника лазеров подходит к этапу, когда станет возможным создавать высокоэффективные фотонные мишени (во всяком случае малого поперечного сечения), которые за счет обратного комптон-эффекта позволят за один пролет основную часть электронов непосредственно перед соударением перевести в γ -кванты с энергией, близкой к полной энергии ускоренных частиц. Поэтому появляется возможность осуществления реальных фотон-фотонных встречных пучков сверхвысоких энергий.

Рассмотрим кратко основные вопросы, связанные с осуществлением этих экспериментов, обращая внимание лишь на моменты, специфичные для работы ВЛЭПП в этом специальном режиме.

При энергии первичных фотонов $E_{\gamma 1} \approx mc^2/\gamma$ (а тем более — выше) в угол $1/\gamma$ относительно направления движения рассеивающего электрона будут лететь фотоны почти полной энергии E . Если эффективная длина первичного фотонного импульса меньше длины электронного сгустка l_e , а световой пучок сфокусирован до дифракционного предела с площадью λl_e , где λ — длина волны первичных фотонов, причем эта площадь остается больше площади электронного пучка на этом участке, то для получения эффективности конверсии κ требуемая суммарная энергия в фотонном импульсе E_{Σ}^{phot} будет равна

$$E_{\Sigma}^{\text{phot}} \approx \frac{2\kappa mc^2 l_e}{\alpha \gamma_e}.$$

Наиболее перспективным вариантом генерации таких фотонных импульсов является использование когерентного излучения в соответствующих ондуляторах с самогруппировкой (беззеркальный электронный лазер) электронных пучков самой установки ВЛЭПП ⁷⁴: ведь эти пучки будут иметь очень высокую локальную плотность, очень малый эмиттанс и малый локальный энергетический разброс, а спектр излучения в технических удобных ондуляторах при энергии электронов в несколько ГэВ попадает в нужный диапазон.

Разумеется, параметры электронных пучков высокой энергии, оставшихся после прохождения лазерных мишеней, должны обеспечивать воспроизводство электронов для дальнейших циклов.

Угловой разброс (в данной точке) электронов на ВЛЭПП вне места встречи много меньше, чем $1/\gamma$, поэтому, если фотонную мишень поместить в сходящемся электронном потоке на небольшом расстоянии L_0 от точки встречи, то полезные фотоны с энергией E будут образовывать пятно с площадью $\pi (L_0/\gamma)^2$. Между фотонными мишенями и местом встречи нужно ввести магнитное поле умеренной величины для того, чтобы сместить электронные пучки в месте встречи на величину, большую размера электронного пятна (с этой точки зрения выгодно работать именно в электрон-электронном режиме). Для этого, в частности, L_0 должно быть достаточно

большим. Тогда будут эффективно встречаться только γ -кванты полной энергии с предельной светимостью порядка

$$L_{\gamma\gamma} = \frac{N_{\gamma}^2}{S_{\text{eff}}^{\gamma\gamma}} f = \frac{\kappa^2 N_e^2 \gamma^2 f}{2\pi L_0^2}.$$

Разброс энергий $\gamma\gamma$ -реакций будет при этом около 10%. При необходимости монохроматичность реакций может быть улучшена за счет использования более коротковолновых лазеров (при пропорциональном повышении энергии в лазерном импульсе).

Если конвертировать в фотоны только один электронный пучок, то можно получить встречные пучки $e\gamma$ почти полной энергии с еще меньшим энергетическим разбросом и светимостью

$$L_{e\gamma} = \frac{N_e N_{\gamma}}{S_{\text{eff}}^{\gamma}} f = \frac{\kappa N_e^2 \gamma^2}{\pi L_0^2} f.$$

Замечу, что если условия e^+e^- встречи в режиме без компенсации приходится выбирать так, чтобы поле сгустков было не слишком большим, то для $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -соударений этого ограничения нет и светимость, в принципе, может быть даже более высокой.

Для энергии в лазерном импульсе порядка 10 Дж можно надеяться уже при энергии 2×100 ГэВ получить на ВЛЭПП достаточно монохроматичные встречные $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -пучки со светимостями

$$\begin{aligned} L_{\gamma\gamma} &\gtrsim 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}, \\ L_{e\gamma} &\gtrsim 1 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}. \end{aligned}$$

Замечу, что получение светимости фотон-фотонных столкновений, приближающейся к светимости электрон-позитронных (или электронных) встречных пучков, возможно только в установках с однократными столкновениями сгустков ускоренных частиц. Циклические накопители лишены такой возможности.

Изучение $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -взаимодействий, причем с произвольно выбираемыми (за счет соответствующего выбора поляризации лазерного пучка) спиральностями взаимодействующих частиц, может стать важным расширением возможностей установки ВЛЭПП.

В отношении основной массы событий с рождением адронов $\gamma\gamma$ -столкновения будут похожи на адрон-адронные столкновения такой же энергии, а $e\gamma$ -реакции будут давать информацию, близкую к получаемой в глубоко-неупругих ep -реакциях.

При этом полное сечение рождения адронов в $\gamma\gamma$ -столкновениях будет, по-видимому, очень большим — порядка 0,3 мкб. Основная часть таких событий будет давать адроны, летящие под очень малыми углами к направлению фотонов и поэтому будет трудно доступна для изучения, хотя, в принципе и можно с помощью магнитного поля развести первичные γ -пучки и рожденные заряженные адроны.

Более перспективным является изучение электромагнитного рождения кварковых (и антикварковых) струй. При этом для всех сортов кварков с массой много меньше энергии фотонов сечения образования струй одинаковы (с учетом отношения квадратов их зарядов). В этом фотон-фотонные столкновения имеют радикальное преимущество перед pp - и $p\bar{p}$ -встречными пучками, кварковый состав которых резко выделяет рождение струй с u -, \bar{u} -, d - и \bar{d} -кварками. Кроме того, $\gamma\gamma$ -соударения эффективно дают и глюонные струи. Парциальное сечение этих процессов при энергиях

в сотни ГэВ порядка 10^{-35} см² и потому доступно, в принципе, изучению на ВЛЭПП.

В области электрослабых взаимодействий особенно интересным выглядит изучение реакций

$$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-.$$

Сечение этого процесса порядка 10^{-34} см² и в первом приближении не падает с ростом энергии (в отличие, например, от $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$). Изучение этого процесса позволяет получить информацию о совершенно неисследованной сегодня вершине γW^+W^- (аномальный магнитный момент W , электромагнитный формфактор W и т. д.).

Та же вершина может быть исследована в реакции

$$\gamma e^\pm \rightarrow W^\pm \nu,$$

сечение которой того же уровня, а порог ниже. Особенностью этой реакции является одиночность рождающегося W , что позволит очень чисто разобратся с распадными свойствами этих бозонов. Кроме того, здесь ярко проявляется зависимость $e\nu W$ вершины от спиральности электрона.

з) Рассмотрим теперь некоторые особенности проведения экспериментов на установке ВЛЭПП. От привычных систем со встречными пучками ВЛЭПП отличается тем, что соударения сгустков происходят очень редко — десятки раз в секунду — при высокой суммарной светимости за одну такую встречу. Это обстоятельство затрудняет разделение событий, в том числе, отстройку от фоновых реакций.

Наиболее принципиальным ограничением полезной светимости за одно соударение сгустков является то, что суммарное сечение электродинамических процессов типа

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$$

быстро растет с уменьшением импульса, переданного X . Соответственно, каждое соударение сгустков и каждое интересное событие сопровождается большим числом заряженных частиц и фотонов с энергией много меньше полной энергии начальных частиц. Поэтому должны быть приняты меры, включающие, например, постановку перед детектором поглощающего вещества, введение продольного магнитного поля, исключение из регистрации частиц под малыми углами, разработку специальных вариантов триггера и т. д., для обеспечения регистрации, выделения и анализа интересных событий. Естественно, вероятность наложения двух интересных в текущем эксперименте событий можно сделать пренебрежимо малой соответствующим уменьшением светимости, оставляя высокой скорость набора статистики этих событий.

Другим источником фона являются сопровождающие столкновение фотоны синхротронного излучения, рождающиеся в когерентном поле встречного сгустка. Эти фотоны, как говорилось выше, приходится делать достаточно малыми, чтобы средняя потеря энергии на синхротронное излучение не превысила, скажем, 1%. Каждый электрон и позитрон при этом излучает несколько фотонов, которые могут провзаимодействовать с летящими навстречу фотонами и электронами. Основными фоновыми процессами этого происхождения будут рождение электронных и моюонных пар. Борьба с этим фоном может вестись способами, которые упоминались выше. При использовании четырехпучкового режима с компенсацией когерентных полей этот источник фона может быть практически полностью исключен.

Могут быть и другие, более «технические» виды фона. Так, вместе со сгустком электронов, имеющим в рассматриваемых устройствах чрезвычайно малые среднеквадратичные размеры, могут двигаться сильно отклоненные частицы, которые появляются, например, за счет однократного рассеяния на ядрах остаточного газа в последнем накопителе — охладителе («гало» пучка). Взаимодействие таких частиц с веществом в районе детектора приводит к рождению ливней с полной энергией. Поэтому требуется очень высокий уровень «пучковой гигиены», включая очень хороший вакуум в накопителе и линаке, и установку специальных диафрагм вдали от места встречи.

Другим источником технического фона может стать попадание в район детектора продуктов взаимодействия квантов пучок-пучкового синхротронного излучения с веществом вакуумной камеры, линз и т. д. Это заставляет принять меры к тому, чтобы место попадания таких фотонов на вещество было достаточно отодвинуто от места встречи. В таком случае момент прихода в детектор фоновых частиц будет сильно сдвинут относительно изучаемых событий, а кроме того, коллимацией можно резко уменьшить телесный угол и, соответственно, общее число попадающих в детектор вторичных частиц. Фон этого происхождения, естественно, исчезает в четырехпучковом режиме.

Таким образом, мы видим, что изучение (по крайней мере, инклюзивное) событий, в которых рождаются электроны, мюоны и фотоны с энергией, составляющей значительную долю энергии начальных частиц, не вызовет затруднений. К этому типу процессов относятся двухчастичные реакции (электродинамические, слабые и смешанные) и рождение промежуточных бозонов. Не будет представлять принципиальных затруднений и изучение реакций с образованием адронных струй, несущих значительную долю энергии первичных частиц. В то же время изучение *всех* интересных процессов потребует решения очень сложных фоновых проблем.

Замечу, что физический фон при изучении $\gamma\gamma$ - и $e\gamma$ -реакций на ВЛЭПП будет гораздо ниже.

Импульсный характер светимости на ВЛЭПП, высокая результирующая множественность большинства наиболее интересных процессов, а также значительное число сравнительно низкоэнергетичных фоновых частиц заставляют разрабатывать весьма специальные детектирующие системы, особенно в их внутренней, «геометрической», трековой части. Не исключено, что одним из возможных решений может стать использование гибридных быстро циклических пузырьковых камер с электронным целеуказанием.

Подчеркнем, что средняя светимость ВЛЭПП может быть распределена между несколькими независимыми экспериментами. При этом в каждом данном цикле включается только одно место встречи; последовательность таких включений может задаваться произвольно.

и) Напомню, что ВЛЭПП может использоваться в параллельном со встречными пучками режиме как ускоритель, дающий в секунду 10^{13} поляризованных любым нужным образом электронов и позитронов с полной энергией E , а также, при использовании лазерной конверсии отработавших e^\pm , и как источник поляризованных γ -квантов почти полной энергии с достаточной монохроматичностью и интенсивностью порядка 10^{12} см $^{-1}$ для экспериментов со стационарными мишенями.

Напомню также, что сбрасывая на мишень электронные и, особенно, фотонные пучки ВЛЭПП, можно получить весьма интенсивные, хорошо коллимированные потоки высокоэнергетичных нейтрино всех сортов. Осо-

бенно интересно, что эти потоки будут резко обогащены ν_τ -нейтрино от распада фоторожденных τ -лептонов (и, если они существуют, нейтрино от более тяжелых лептонов). Поток может достигать при этом $10^6 \nu_\tau/\text{с}$ в угле $M_\tau c^2/E$ с энергией порядка $E/4$.

В специальном режиме можно получить поляризованные электроны, позитроны и фотоны удвоенной энергии, заставляя e^\pm проходить последовательно оба линака (секции второго линака должны в этом случае записываться с противоположным к нормальному сдвигу во времени).

Если дополнить ВЛЭПП интенсивными источниками заряженных пионов и охлажденных мюонов, то его можно будет использовать и для их ускорения.

к) Наконец, приведем табл. VI основных параметров проекта ВЛЭПП.

Т а б л и ц а VI

Основные параметры проекта ВЛЭПП

	1-я очередь	Полный проект
Энергия	2×150 ГэВ	2×500 ГэВ
Длина	$2 \times 1,5$ км	2×5 км
Светимость	$10^{32} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$	
Число мест встречи	5	
Частота циклов	10 Гц	
Число частиц в сгустке	10^{12}	
Средняя мощность в пучке	2×250 кВт	2×900 кВт
Импульсная мощность ВЧ питания	1000 ГВт	4000 ГВт
Полная потребляемая мощность от сети	15 МВт	40 МВт

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

70-е годы характеризовались бурным развитием физики элементарных частиц. Определяющим фактором явилось при этом резкое расширение наших экспериментальных возможностей. Предстоящее десятилетие открывает еще более захватывающие перспективы (если только характер развития науки не будет деформирован внешними обстоятельствами).

Серьезным моментом все в большей мере становится приложение разработок, методов и явлений, первоначально освоенных в физике высоких энергий, в совсем других областях науки и в технологии. Важными примерами такого рода являются и радиационная, прежде всего, радиационно-химическая технология, и использование современных систем регистрации заряженных частиц и обработки экспериментальных данных, начавшееся, например, в медицине, и разнообразнейшие применения синхротронного излучения электронных накопителей. Это обстоятельство должно способствовать дальнейшему привлечению внимания к развитию физики высоких энергий.

В заключение, хочу выразить глубокую благодарность многим сотрудникам Института ядерной физики (Новосибирск), а также нашим коллегам из Института теоретической и экспериментальной физики (Москва), Института математики СО АН СССР, Ленинградского института ядерной физики, Института физики высоких энергий, Стэнфордского ускорительного центра, Мэдисонского университета, Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми, Корнеллского университета, Европейского центра

ядерных исследований, Гамбургского ускорительного центра, многочисленные плодотворные дискуссии с которыми способствовали выработке взглядов и подхода, нашедших свое отражение в данном обзоре.

Институт ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Skrin'sky A. N. — In: Proc. of the XX Intern. High Energy Physics Conference.— Madison, 1980.
2. Скринский А. Н. — В кн. IV Всесоюзное совещание по ускорителям.— Дубна, 1978; Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-12.— Новосибирск, 1979.
3. Будкер Г. И.— АЭ, 1976, т. 22, с. 346.
Budker G. I., Dikansky N. S., Kudelainen V. I., Meshkov I. N., Parkhomchuk V. V., Pestrikov D. V., Skrin'sky A. N., Sukhina B. N. — Part. Accelerators, 1976, v. 7, p. 197.
Диканский Н. С., Кононов В. И., Куделайнен В. И., Мешков И. Н.— В кн. Пархомчук В. В., Пестриков Д. В., Скринский А. Н., Сухина Б. Н.— В кн. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям.— Дубна, 1978.— Т. 1, с. 99.
4. а) Будкер Г. И., Скринский А. Н.: УФН, 1978, т. 124, с. 561.
Budker G. I., Dikansky N. S., Meshkov I. N., Parkhomchuk V. V., Pestrikov D. V., Skrin'sky A. N.— In: Proc. of the XVIII Intern. Conference on Elementary Particle Physics.— Tbilisi, 1976.
Dikansky N. S., Meshkov I. N., Skrin'sky A. N. — Nature, 1978, v. 276, No. 5690, p. 769.
б) Пархомчук В. В., Скринский А. Н.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, вып. 3.
5. Van der Meer S.— On Stochastic Cooling; CERN/Intern. Report CERN/ISR-PO/12-31.— 1972.
Möhl D., Petrucci G., Thorndahl T., Van der Meer S.— Phys. Rept., 1980, v. 58, p. 73.
6. Belyaev S. T., Budker G. I., Попов С. Г.— In: Proc. of the III Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure.— 1970.
Войцеховский Б. Б., Николенко Д. М., Попов С. Г., Топорков Д. К.: Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 105.
7. MacDaniel B.— Цит. в ¹ сб.
8. Schnell W., Picasso E.— Ibid.
9. Балакин В. Е., Будкер Г. И., Скринский А. Н.— В кн. Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза).— М.: Наука, 1981; VI Всесоюзная конференция по ускорителям.— Дубна, 1978.
Balakin V. E., Budker G. I., Skrin'sky A. N. Feasibility of Creating a Superhigh Energy Colliding Electron-positron Beam Facility: Preprint INP 78-101.— 1978.
Balakin V. E., Skrin'sky A. N.— In: ICFA-II Proceedings.— 1980.
10. Балакин В. Е., Брежнев О. Н., Новохатский А. В., Семенов Ю. И.— В кн. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям.— Дубна, 1979; Preprint INP 79-83.— Novosibirsk, 1979.
11. Переведенцев Е. А., Скринский А. Н.— В кн. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям.— Дубна, 1978; Preprint INP 79-80.— Novosibirsk, 1979; in: ICEA-II Proceedings.— 1979.
12. Leipuner L. B. et al.: — Цит. в ¹ сб.
13. Cortez B. et al. A Sensitive Search for the Time Evolution of an Electron Neutrino Beam.: XX Intern. High Energy Physics Conference.— Madison, 1980 (contributed paper).
14. Blandino J., Camerini U., Cline D. et al. A Decay Mode Independent Search for Baryon Decay Using a Large Volume Cherenkov Detector: XX Intern. High Energy Physics Conference.— Madison, 1980 (contributed paper).
15. Dieters K., Donat A., Lanus K. et al. Test of a Liquid Argon Multistrip Ionization Chamber: XX Intern. High Energy Physics Conference.— Madison, 1980 (contributed paper).
16. Bondar A. E. et al.— In: Proc. of the III Intern. Meeting on Proportional and Drift Chambers.— Dubna, 1978.— p. 184.
17. Pestov Yu., Fedotovich G. Fast Spark Counter with Localized [Discharge. Preprint INP 77-78.— Novosibirsk, 1977.
18. Vorobyov A. A. et al.— Nucl. Instr. and Meth., 1974, v. 119, p. 509. Burg J. et al.— Цит. в ¹ сб.

19. Albine E. et al. A Live Target for Measuring the Lifetime of Charmed Particles: XX Intern. High Energy—Physics Conference.—Madison, 1980 (contributed paper).
20. Potter D. et al. Two New Triggerable Track Chamber—Target. XX Intern. High Energy Physics Conference.—Madison, 1980 (contributed paper).
21. Dykes M. et al. Test of High Resolution Small Bubble Chamber. XX Intern. High Energy Physics Conference.—Madison, 1980 (contributed paper).
Montanet L.—Цит. в ¹ сб.
22. Gilmore R. S., Leith D. W., Williams S. H. Development of High Gain Multigap Avalanche Detectors for Cherenkov Ring Imaging: XX Intern. High Energy Physics Conference.—Madison, 1980 (contributed paper).
23. Astabaty an R. A., Lorikyan M. P., Manukyan E. A., Markaryan K. Zh. On Some Possibilities of Extraction of Local Ionization: XX Intern. High Energy Physics Conference.—Madison, 1980 (contributed paper).
24. Barkov L. M., Zolotarev M. S.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 308.
25. Soloviev L. D.—Цит. в ¹ сб.
26. Бельченко Ю. И., Будкер Г. И., Деревянкин Г. Е., Димов Г. И.—В кн. Труды X Международной конференции по ускорителям на высокие энергии.—Серпухов (Протвино), 1977, т. 1, с. 287.
27. Дербенев Я. С., Кондратенко А. М.—Ibid.; ДАН СССР, 1977, т. 000, № 8.
28. Дербенев Я. С., Кондратенко А. М., Скринский А. Н. Движение спинов в накопителях с произвольным полем.—Препринт ИЯФ 2-70.—Новосибирск, 1970; ДАН СССР, 1970, т. 192, с. 1255.
29. Baldin A. M.—Progr. Part. and Nucl. Phys., 0000, v. 4, p. 95.
30. CERN SPS Used as pp Collider.—In: Proceedings of the Workshop on Producing High Energy Proton-Antiproton Collisions.—Berkeley, 1978.
31. Van der Meer S.—In: 1981 Particle Accelerator Conference.—Washington D. C., 1981.
32. Tevatron Used as pp Collider.—Цит. в ³⁰ сб. Tevatron: Phase-I—Fermilab, 1980. Young S.—Цит. в ¹ сб.
33. Vsevoloj skaya T. A., Grishanov Ya. S., Derbenev Ya. S., Dikansky N. S., Meshkov I. N., Parkhomchuk V. V., Pestrikov D. V., Sil'vestrov G. I., Skrin sky A. N. Antiproton Source for UNK: Preprint INP 80-182.—Novosibirsk, 1980.
34. Всеволожская Т. А., Гришанов Б. И., Дербенёв Я. С., Диканский Н. С., Мешков И. Н., Пархомчук В. В., Пестриков Д. В., Сильвестров Г. И., Скринский А. Н., Балбеков В. И., Гурьев Г. Г., Дрождин А. И., Мызников К. П., Федотов Ю. С., Ярба В. А.—В кн. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям.—Дубна, 1980.
35. Design Study of a Facility for Experiments with Low Energy Antiprotons: CERN/PS/PL, 80-7.—1980.
36. Balakin V. E., Novokhatsky A. V. The Method of Accelerating the Electrons with a Maximum High Gradient by a Proton Beam: Preprint INP 79-86.—Novosibirsk, 1979.
37. Guiragossian Z., Rand R.—In: The San-Francisko Particle Accelerator Conference.—1973.
38. Байер В. Н.—УФН, 1971, т. 105, с. 441.
39. Середняков С. И., Скринский А. Н., Тумайкин Г. М., Шатунов Ю. М.—ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 2025.
40. Serednyakov S. I., Sidorov V. A., Skrin sky A. N., Tumaikin G. M., Shatunov Yu. M.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 102.
41. Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Serednyakov S. I., Skrin sky A. N., Tumaikin G. M., Shatunov Yu. M.—Part. Accelerators, 1978, v. 8, p. 115.
42. Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Serednyakov S. I., Skrin sky A. N., Tumaikin G. M., Shatunov Yu. M.—Ibid., 1980, v. 10, p. 177.
43. Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Saldin E. L.—Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 165, p. 15.
44. Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Saldin E. L.—Ibid., p. 201.
45. Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 83.
46. Kondratenko A. M., Saldin E. L. Generation of Coherent Radiation by a Relativistic Electron Beam in an Undulator: Preprint INP 79-48.—Novosibirsk, 1979.

47. Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г., Говорков Б. Б. Излучение поляризованных квазимонохроматических γ -квантов.— Препринт ФИАН СССР, № 83.— Москва, 1977.
48. Kumakhov M. A.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1976, v. 57, p. 17.
49. Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.— *Ibid.*, 1979, v. 73, p. 44.
50. Budker G. I., In: *Proc. of the Intern. Conference on High Energy Physics.*— Kiev, 1970.
51. Perl M. L. Heavy Lepton Phenomenology: SLAC-PUB-2249.—1978.
52. Букин А. Д., Курдадзе Л. М., Середняков С. И., Сидоров В. А., Скринский А. Н., Шатунов Ю. М., Шварц Б. А., Эйдельман С. И.— *ЯФ*, 1978, т. 27.
53. Zholentz A. A., Kurdadze L. M., Lelchuk M. Yu., Mishnev S. I., Nikitin S. A., Pakhtusova E. V., Petrov V. V., Protopopov I. Ya., Saldin E. L., Sidorenko V. A., Skrinksky A. N., Tumai-kin G. M., Chilingarov A. G., Shatunov Yu. M., Schwartz B. A., Eidelman S. I., Eidelman Yu. I. High Precision Measurement of the Ψ' - and Ψ -meson Masses.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1980, v. 96, p. 2.
54. Жолентц А. А., Протопопов И. Я., Скринский А. Н.— В кн. VI Всесоюзная конференция по ускорителям.— Дубна, 1978; Preprint INP 79-6.— Novosibirsk, 1978.
55. Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Skrinksky A. N.— *Part. Accelerators*, 1979, v. 9, p. 247.
56. Richter B. et al.— In: *Proc. of XI Intern. Conference on High Energy Accelerators.*— CERN, 1980.
57. Skrinksky A. N.— In: *Intern. Seminar on Perspectives in High Energy Physics.*— Morges, Switzerland, 1971; CERN/D. Ph. 41/YGC/.—21.9.1971.
58. Tigner M.— Private communication.
59. Amaldi U.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1976, v. 61.
60. Gerke H., Steffen K. Note on a 45-100 GeV «Electron Swing» Colliding Beam Accelerators: Int. Rept. DESY PET-79/04.— Hamburg, 1979.
61. Балакин В. Е., Кооп И. А., Новохатский А. В., Скринский А. Н., Смирнов В. П.— In: *Труды IV Всесоюзного совещания* Preprint INP 79-79.— Novosibirsk, 1979.
62. Balakin V. E., Mikhailichenko A. A. The Conversion System for Obtaining High Polarized Electrons and Positrons: Preprint INP 79-85.— Novosibirsk, 1979.
63. Budker G. I., Skrinksky A. N.— In: *Orsay Symposium on Colliding Beams.*— 1966.
64. VAPP-NAP Group Report.— In: *Proc. VIII Intern. Conference on High Energy Accelerators.*— Geneva: CERN, 1971.
65. Rubbia C.— In: *Workshop on Cooling of High Energy Beams.*— Madison, 1978.
66. Skrinksky A. N.— *Ibid.*
67. Derbenev Ya. S., Skrinksky A. N. On High Energy Electron Cooling; Preprint INP 79-87.— Novosibirsk, 1979; *Part. Accelerators*, 1980.
68. Wiik B. H.— *Цит. в ¹ сб.*
69. Nishikawa T.— *Ibid.*
70. CHEER-Canadian Electron-Proton Project.— *Цит. в ¹ сб.*
71. Wilson E. et al.— *Цит. в ¹ сб.*
72. Tigner M.— *Nuovo Cimento*, 1965, v. 37, p. 3.
73. Ginzburg I. F., Kotkin G. L., Serbo V. G., Telnov V. I. On Possibility to Obtain Colliding $\gamma\gamma$ - and $e\gamma$ -beams with High Energy and Luminosity Using Accelerators of VLEPP Type, Preprint INP 84-50.— Novosibirsk, 1984.
74. Kondratenko A. M., Pakhtusova E. V., Saldin E. L. The use of Free Electron Laser for Generation of High Energy Photon Colliding Beams on VLEPP.— Preprint INP 84-85.— Novosibirsk, 1984.