# ЛЕКЦІЇ З ТЕОРІЇ ЯДРА ТА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК



- 1. Історія ядерної фізики
- 1.1. Початок історії ядерної фізики
- 1.2. Сучасна ядерна фізика



1.3. Розвиток методів спостереження і реєстрації мікрочастинок



### 1.4. Розвиток прискорювальної техніки

Важливий напрямок розвитку техніки експерименту пов'язаний зі створенням *прискорювачів* заряджених частинок і іонів. До створення прискорювачів, у руках фізиків перебував лише один інструмент здійснення ядерної реакції —  $\alpha$ -частинки, що утворюються при розпаді радіонуклідів. Вони використовувалися або безпосередньо, наприклад, для перетворення азоту в кисень, або побічно — для генерації нейтронів (радіо-берилієві або полоній-берилієві джерела нейтронів), з наступним їх використанням для здійснення ядерних реакцій. Створення прискорювачів електронів, протонів, дейтронів, іонів окремих елементів і т.п. суттєво розширило можливості експериментаторів, оскільки дозволило варіювати в широких межах масу й заряд частинки, що бомбардує мішень, потік частинок і їх енергію. Прискорювачі є також джерелами пучків вторинних частинок (мезонів, нейтронів, фотонів), одержаних при взаємодії первинних частинок з речовиною.

Першим прискорювачем електронів була *трубка Крукса*. Але реальністю прискорювачі стали тільки наприкінці 20-х років 20 століття. Створення перших прискорювачів Дж.Кокрофтом і Е.Уолтоном, Р.Ван-Де-Графом, Е.Лоуренсом в 1931–32 рр. відкрило нову еру в ядерній фізиці. Експериментатори одержали у своє розпорядження зручні інструменти, на яких можна було одержувати пучки прискорених заряджених часток з енергією від декількох кеВ до десятків MeB.

- **1924** Одержання короткочасних магнітних полів  $H \leq 5 \cdot 10^5$  ерстед (П.Л.Капица).
- 1925 Ідея лінійного резонансного прискорювача (Г.А.Ізінг).
- 1928 Початок робіт зі створення прискорювача протонів (Дж.Кокрофт і Е.Уолтон).
- **1929** Здійснення прискорення іонів у короткій системі зв'язаних високочастотних резонаторів.
- **1930** Пуск *циклотрона* (Е. Лоуренс, М. Лівінгстон). За допомогою сильного магнітного поля пучок змусили рухатися по круговій орбіті й багато раз проходити той самий прискорювальної проміжок.
- 1931 Створення електростатичного прискорювача заряджених частинок (генератор Ван-де-Граафа). Першу діючу модель свого генератора Ван-де-Грааф побудував в 1929. Пуск лінійного прискорювача іонів, у якому іони, проходячи через ряд циліндрів довжини, що збільшується, прискорювалися високочастотною напругою, підібраним так, що в зазорі між циліндрами іони попадали в прискорювальну фазу (Слоан, Лоуренц).
- 1932 Створення приладу для імпульсного прискорення протонів і α-частинок. Здійснення першої ядерної реакції зі штучно прискореними протонами — трансмутація ядер літію в гелій і інші елементи. Перше у світі успішне перетворення хімічних елементів без участі природньої радіації (Дж. Кокрофт і Е. Уолтон). Демонстрація можливості одержання радіоактивних ядер шляхом бомбардування атомів вуглецю й бору прискореними протонами й дейтронами (Дж.Кокрофт і Е.Уолтон). Бомбардування прискореними частками (протонами й дейтронами) мішеней з літію й дейтерію незабаром привели до відкриття тритію й гелію-З (М.Оліфант). Пуск установки для штучного прискорення протонів — каскадного генератора (прискорювач Кокрофта-Уолтона). Пуск циклотрона з діаметром полюсних наконечників 28 см, що прискорює протони до 1.2 Мэв. Принцип циклотрона запропонований Лоуренсом і Єлефсеном в 1930.

- **1939** Пуск самого потужного у світі 60–дюймового циклотрона, що давав пучок дейтронів з енергією 16 МеВ (Лоуренс).
- 1940 Пуск першого *бетатрона* для прискорення електронів (Д.Керст) індукційного прискорювача, у якому електрони втримуються на рівноважній круговій орбіті зростаючим синхронно зі збільшенням енергії магнітним полем. Прискорення відбувається за рахунок вихрового електричного поля створюваного змінним магнітним потоком усередині рівноважної орбіти. У бетатронах енергія прискорених електронів може досягати сотень MeB.
- 1943 Ідея кільцевого магніту в прискорювачах (М.Оліфант).
- 1944 В.Векслер і незалежно від нього Е.Макміллан відкрили принцип автофазування, що дозволяє досягати релятивістських енергій прискорених частинок. Відкриття принципу автофазування привело до появи нових типів прискорювачів — фазотронів, синхротронів, синхрофазотронів. Розробка методу сильного фокусування дозволила одержувати унікальні по своїх параметрах пучки (з малими поперечними розмірами, високою інтенсивністю, більшими енергіями).
- 1946 Пуск лінійного прискорювача електронів із біжучою хвилею (Дж.Фрай). Пуск синхроциклотрона прискорювача, заснованого на принципі автофазування (Говард, Барнес) с пучком дейтронів 195 МеВ. Уперше зареєстроване народження піонів. Р.Вільсон запропонував використання в променевій терапії важких заряджених частинок, зокрема протонів.
- **1947** Пуск лінійного прискорювача на 32 млн електрон–вольт (Л.Альварец). Перша фіксація синхротронного випромінювання.
- 1948 Пуск першого в СРСР і третього у світі прискорювача електронів (синхотрона), заснованого на принципі автофазування. Синхротрон на 30 МеВ багато років служив джерелом *γ*-променів при вивченні фотоядерних редакцій.
- 1949 Запровадження в дію першого в СРСР найбільшого у світі прискорювача частинок — 5-метрового синхроциклотрона. Одержання на ньому спочатку дейтронів, α-частинок і протонів з енергіями відповідно 280, 560 і 480 МЕВ, а незабаром (в 1953 р., після збільшення діаметра полюсів магніту до 6 м) протонів з енергією 680 МеВ знаменували собою народження в СРСР новій області ядерної фізики — фізики частинок високих енергій. Ідея сильного фокусування (І.Кристофилос; Є.Курант, М.Лівінгстон, Г.Снайдер).
- **1954** Пуск протонного синхрофазотрона (*бэватрона*) на 6,2 ГеВ. Він був здатний прискорювати іони будь–якого елемента до енергії 1 ГеВ на нуклон.
- **1956** Новий спосіб прискорення частинок плазмою, що рухається; ідея колективного методу прискорення (В.І.Векслер).
- **1958** Перший тандемний прискорювач негативних іонів (Р.Ван–де–Грааф). Пуск протонного синхрофазотрона із твердим фокусуванням на 28 ГеВ (ЦЕРН).
- 1960 У СРСР створений прискорювач багатозарядних іонів.
- 1962 Створений лінійний прискорювач потужних пучків релятивістських електронів лінійний індукційний прискорювач (У.Лемб). Принцип його дії запропонував в 1939 А.Буверс.
- **1963** Пуск перших радянських прискорювачів із зустрічними електронпозитронними пучками (Харків, Новосибірськ).

**1966** — Самий потужний лінійний прискорювач електронів з енергією 21 ГеВ (Станфорд).

- 1967 Пуск імпульсного протонного синхрофазотрона У-70 із твердим фокусуванням на 76 ГеВ (Протвіно). На цьому прискорювачі було зроблене відкриття ядер антиречовини — антигелію й антитрітію, відкриття закону так званої «*масштабної інваріантності в інклюзивних процесах*».
- **1970** В.П.Саранцев реалізував метод прискорення частинок за допомогою електронних кілець, запропонований В.І.Векслером.
- 1971 Побудовано накопичувальне кільце із протон-протонними пучками з енергією протонів 25 ГеВ (ЦЕРН). Вступив у стрій протонний синхротрон у Батавії на 400 ГеВ (Р.Р.Вільсон).

Перші прискорювачі високих енергій були побудовані в Дубні (OIЯІ), поблизу Женеви (CERN) і Брукхейвене (BNL). У перших прискорювачах пучок частинок направлявся на нерухому мішень. Однак у міру збільшення енергії частинок, що налітають, усе більша частина енергії пучка даремно витрачається на рух центру мас системи, що утворюється. Якщо ж зустрічаються між собою два пучки, можна одержати значний виграш в енергії, тому що при лобовому зіткненні двох пучків частинок з однаковими масами й однаковими енергіями центр мас буде залишатися нерухомим. Однак, щоб при цьому пучки, що зустрічаються, ефективно взаємодіяли, необхідно створити в області зіткнення високу густину частинок. Прискорювачі такого типу були створені й одержали назву прискорювачів на зустрічних пучках або *коллайдерів*. Перші електронні коллайдери були побудовані в 1965 в ІЯФ (Новосибірськ) і Стенфордской національної лабораторії. В 1971 був побудований перший протонний коллайдер, а в 1985 — протон–антипротонний коллайдер.

Сучасні прискорювачі це комплекси, що полягають із декількох прискорювачів.

Більшу інформацію про прискорювачі елементарних частинок, можна отримати з останньої глави підручника.

#### 1.5. Розвиток реакторобудування

Відкриття першої третини 20-го століття в області ядерної фізики, радіохімії й матеріалознавства поставили в порядок денний створення атомного реактора, що забезпечує проведення контрольованої ланцюгової реакції розподілу урану. Для реакторобудування важливе значення мало відкриття й виділення таких ізотопів, як ізотопи водню: дейтерій H<sup>2</sup> (1932, Г.Юрі) і тритій H<sup>3</sup> (Е.Резерфорд, М.Оліфант, П.Хартек, 1934), ізотопи урану: U<sup>238</sup> (1930, Ф.Астон), U<sup>235</sup> (1935, А.Демпстер, А.Нір) і U<sup>233</sup> (1941, Г.Сіборг), ізотопи плутонію (у першу чергу плутонію–239), ізотопи літію, бору й ін; розробка методів поділу ізотопів і їх очищення; одержання важкої води (електроліз, 1933, Г.Льюіс, Р.Магдональд).

Основними подіями, що передують початку бурхливого розвитку реактора були: відкриття нейтрона (Чедвіг) і ядерних реакцій за участю нейтронів (у першу чергу теплових нейтронів); розробка методів уповільнення нейтронів без їхніх істотних втрат, відкриття змушеного (граничного) розподілу урану U<sup>238</sup> під дією нейтронів (1938, О.Хан, Ф.Штрассман), експериментальний доказ розподілу ядра урану на два осколки й безпосередній вимір енергії розподілу (1939, О.Фріш, Ф.Жоліо-Кюрі, Г.Андерсон, Дж.Даннінг), виділення U<sup>233</sup> і відкриття його безпорогового розподілу (розподілу тепловими нейтронами) (1940, Ю.Бут, Дж.Даннінг, А.Гросс), випущення вторинних нейтронів при розподілі, причому в кількостях, більших, ніж витрачене на розподіл (1939, Л.Сцилард, Е.Фермі, Г.Андерсон, В.Зінн, Ф.Жоліо-Кюрі, Х.Халбан, Л.Коварскі), обґрунтування можливості протікання в урані ланцюгової ядерної реакції розподілу (Л.Сцилард, Ю.Вігнер, Е.Фермі, Дж.Уілер, Ф.Жоліо-Кюрі, Я.Б.Зельдович, Ю.Б.Харитін) і можливості за певних умов керування ланцюгової реакції, що протікає в урані під дією повільних нейтронів, розрахунки критичної маси, ідея використання графіту як сповільнювача нейтронів (1939, Дж.Пеграм, Л.Сцилард, Е.Фермі, Г.Плачек), ідея використання важкої води як сповільнювача нейтронів (1940, Х.Халбан, Л.Коварскі).

Ці відкриття дозволили побудувати (під трибунами університетського стадіону в Чикаго) першу експериментальну систему (реактор CP-1 — *Chicago Pile* — *Чиказький котел*) з уран-графітовою решіткою (1941, Є.Фермі) і здійснити керовану ланцюгову реакцію розподілу ядер урану (1942, Є.Фермі, Л.Сциллард, Г.Андерсон, В.Зінн). Реактор працював на теплових нейтронах, паливом служив металевий незбагачений уран, уповільнювачем — графіт, спеціально очищений від небажаних домішок.

У СРСР уран–графітовий реактор був побудований в 1946 під керівництвом І.В.Курчатова. Реактор Ф-1 (фізично перший) мав сферичну форму й був складений з великих графітових призм із блоковими уран-графітовими вставками. На його будівництво треба було 50 т надчистого природного металевого урану й 500 т надчистого графіту. Активна зона реактора була оточена шаром нейтронної ізоляції із графіту. Спочатку із графітових блоків збирали моделі таких сфер у порядку збільшення їх діаметра. Таких моделей було складено й розібрано чотири, п'ята стала реактором. Сам реактор розташовувався в бетонованому котловані, на дно якого були покладено вісім шарів графітових брусків. Над ними укладалися шари з отворами-гніздами, у які були вставлені блоки з урану. Були також зроблено три канали для кадмієвих стрижнів регулювання реакції й аварійної зупинки й ряд горизонтальних каналів різної форми й розмірів для вимірювальної апаратури й експериментальних цілей. Загальне число шарів із графітових брусків склало шістдесят два. 25 грудня 1946 р. І.В.Курчатов особисто запустив реактор, піднявши кадмиевый стрижень регулювання ланцюгової реакції. Так уперше на Євразійському континенті був здійснений керований процес ланцюгового ядерного розподілу. Реактор працює дотепер. Цей реактор Ф–1 послужив прообразом численних промислових ядерних реакторів СРСР. Крім того, на ньому вдалося напрацювати плутоній, у кількостях достатніх для надійного визначення його ядерно-фізичних характеристик.

В 1944 здійснений пуск першого ядерного реактора на природному урані з важкою водою в якості уповільнювача (Аргонська національна лабораторія, США). Перший англійський ядерний реактор споруджений в 1947, французький ядерний реактор 20*E* — в 1948. Створення реакторів на швидких нейтронах почато в СРСР в 1949. В 1949 здійснений пуск першого радянського *важсюводного* реактора (А.І.Аліханов).

В 1951 у США відбувся пуск першого експериментального реактора – розмножувача *EBR* – 1 з розширеним відтворенням палива (*бридерний реактор*), від якого вперше отримана електрична енергія (Аргонська національна лабораторія, В.Зінн). В 1955 пущений в експлуатацію перший радянський експериментальний реактор на швидких нейтронах БР–1, а в 1960 побудований імпульсний реактор на швидких нейтронах (І.М.Франк, Д.І.Блохінцев).

У цей час ядерні реактори використовують для видобутку енергії (теплової і електри-

чної) на AEC, підводних і надводних судах, космічних апаратах, у госпіталях, а також для наукових і військових цілей, відтворення ядерного палива, наробітку комерційних ізотопів, опріснення морської води й т.п.

Створення АЕС пройшло наступні етапи:

- **1951** генератор електрики вперше запущений від енергії атомного реактора (експериментальний бридерный реактор, EBR-1, Арко, США).
- **1954** початок роботи Обнинской АЕС ("іграшкова"АЕС невеликої електричної потужності в 5 Мватт).
- **1956** початок роботи першої комерційної АЕС (Колдер Хол, Англія, перша у світі "реальна"АЕС електрична потужність 46 Мвт).
- **1957** початок роботи енергетичного реактора Шипингпорт, США, електрична потужність 60 Мвт.
- **1958** уведення в експлуатацію 1-ой черги Сибірської АЕС потужністю 100 Мвт (повна проектна потужність 600 Мвт).

## 2. Масштаби величин, характерних для фізики атомного ядра

### 2.1. Характерні розміри у фізиці атомного ядра



- 2.2. Часові масштаби в ядерній фізиці
- 2.3. Величини енергій, характерні для ядерної фізики
- 3. Історія досліджень розподілу заряду в атомі
- 3.1. Атом Томсона та «платнетарна» модель Резерфорда



3.2. Розсіювання заряджених частинок на силовому центрі

## 3.3. Дослід Резерфорда



Каждая вспышка вызывается ударом α - частицы об экран

## 4. Елементи квантової механіки.

### 4.1. Народження квантових уявлень

### 4.2. Теорія Бора для атома водню. Постулати Бора



Ровиток уявлень про будову атома.



Орбіти моделі атома Бора. Схема рівней атома водню.

- 4.3. Хвильова функція
- 4.4. Фізичні величини і оператори. Власні значення й власні функції операторів
- 4.5. Принцип невизначеності Гейзенберга
- 4.6. Рівняння Шредингера

- 4.7. Атом водню у квантовій механіці
- 4.8. Статистики Фермі–Дірака й Бозе–Ейнштейна. Принцип Паулі для тотожних ферміонов.
- 5. Ядерний парк.
- 5.1. Склад атомних ядер. Основні властивості стабільних ядер.



5.2. Енергія зв'язку ядра. Дефект маси ядра.





Питома енергія зв'язку ізобарних ядер.

### 5.3. Можливість протікання елементарних ядерних реакцій.



## 5.4. Розміри ядра.



- 5.5. Спіно-магнітний момент ядра.
- 5.6. Квадрупольний електричний момент ядра.
- 5.7. Парність ядра.
- 5.8. Ізотопічний спін
- 5.9. Тонка й надтонка структура спектральних ліній
- 6. Моделі атомних ядер.
- 6.1. Обзор ядерних моделей
- 6.2. Модель ядерних оболонок
- 7. Ядерні сили.
- 8. Радіоактивність.
- 8.1. Закони радіоактивного розпаду
- 8.2. Фізичні характеристики радіоактивності

8.3. Правила зміщення і радіоактивні сім'ї









- 9. Види радіоактивного розпаду.
- 9.1. Радіоактивний розпад і іонізуюче випромінювання.



#### 18



- **9.2.** *α*-розпад.
- **9.3.** *β*-розпад.
- 9.4. *ү*-випромінювання. Ефект Мессбауера.
- 10. Ядерні взаємодії.

	<u>область</u> взаимодействия	
падающая частица	прямые процессы	
упругое потенциальное	предравновесные процессы	
pacecanne	составное ядро	продукты реакции
вход		выход

Процеси, що відбуваються в ході ядерних реакцій (представлені вхідний і вихідний канали реакції).

- 10.1. Закони збереження в ядерних реакціях
- 10.2. Кінетика і вихід ядерної реакції
- 11. Парк ядерних реакцій.
- 11.1. Ядерні перетворення
- 11.2. Штучна радіоактивність

## 11.3. Трансуранові елементи





## 11.4. Реакції поділу важких ядер. Ланцюгова реакція ядер

Схема ядерної реакції.



Схема ланцюгової ядерної реакції.

## 11.5. Реакції термоядерного синтезу

## 12. Фізика елементарних частинок.

#### Элементарные частицы Вещество — Бозон Хиггса — Переносчики взаимодействий Кварки Лептоны Фотоны W<sub>±</sub>- и Z<sub>0</sub>-бозоны Глюоны Гравитоны (?) Электроны Электромагнетизм Слабое Гравитация Сильное Адроны Квантовая Квантовая Квантовая Мезоны Барионы электродинамика хромодинамика гравитация (?) - Электрослабая теория Нуклоны Теория Великого объединения (?) Атомы Теория всего (?) Молекулы Взаимодействия и теории Составные частицы

### 12.1. Класифікація елементарних частинок

骤

## ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ:

## ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Гравитационное взаимодействие имеет универсальный характер и выступает в виде притяжения. Оно является самым слабым из всех остальных взаимодействий (сила электрического отталкивания электронов в 1040 раз больше силы их гравитационного притяжения). В классической физике гравитационное взаимодействие описывается законом всемирного тяготения Ньютона. В общей теории относительности гравитация проявление кривизны пространственно-временного континуума (поле тяготения создает искривление пространства тем больше, чем больше тяготеющая масса).

В квантовой теории квантами поля тяготения являются гравитоны, которые переносят энергию, обладают импульсом и другими характеристиками.

## 巒

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Электромагнитное взаимодействие имеет универсальный характер и может выступать в зависимости от знака заряда либо как притяжение, либо как отталкивание. Оно определяет возникновение атомов, молекул и макроскопических тел.

Электромагнитное взаимодействие в 100—1000 раз слабее сильного взаимодействия. Электромагнитное взаимодействие описывается электростатикой, электродинамикой, квантовой электродинамикой

## 影

### СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Слабое взаимодействие действует только в микромире и описывает некоторые виды ядерных процессов. Оно короткодействующее и характеризует все виды бетапревращений. Слабое взаимодействие слабее электромагнитного, но сильнее гравитационного. Слабое взаимодействие описывается теорией слабого взаимодействия, созданной в 1967 г. С. Вайнбергом и А. Саламом.



## СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Сильное взаимодействие обеспечивает связь нуклонов в ядре и определяет ядерные силы. Оно описывается теорией сильных взаимодействий (квантовой хромодинамикой).

ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ	СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ	СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ



- 12.3. Закони збереження у фізиці елементарних частинок
- 12.3..1 Закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу
- 12.3..2 Закони збереження електричного, лептонних і баріонного зарядів
- 12.3..3 Інші закони збереження і квантові числа
- 12.4. Лептони
- 12.5. Кваркова модель адронів



### 13. Прискорювачі заряджених частинок

Субатомна фізика відрізняється від усіх інших наук однією особливістю: у ній треба розглядати прояв одночасно трьох видів взаємодії між фізичними об'єктами, причому два види виявляються лише у тих випадках, коли об'єкти розташовані дуже близько один до одного. У біології, у хімії, в атомній фізиці та фізиці твердого тіла майже повністю панує дальнодіюча електромагнітна взаємодія. Явищами у навколишньому світі керують два типи дальнодіючих сил — гравітаційні та електромагнітні. У субатомній фізиці відбувається тонка гра трьох взаємодій — адронного (сильного або ядерного), електромагнітного й слабкого, — причому адронна і слабка взаємодія стають нехтувано малими на відстані порядку атомних розмірів і більше. Адронна взаємодія утримує разом нуклони в ядрах; радіус дії адронних сил досить малий, але величина їх величезна. Слабкі взаємодії ще більш короткодіючі.

Дана глава містить короткий опис деяких найважливіших засобів фізичного експерименту у субатомній фізиці, а саме, прискорювачів заряджених частинок.

#### 13.1. Принцип роботи прискорювачів

Прискорювачі дають змогу одержувати пучки заряджених частинок з енергіями від декількох MeB до декількох сотень ГеB. Інтенсивність пучків досягає 10<sup>16</sup> частинок в секунду, причому ці пучки можна сфокусувати на мішені площею в кілька квадратних міліметрів. В якості «первинних снарядів» найчастіше використовуються протони й електрони.

Тільки за допомогою прискорювачів можна вирішувати такі завдання, як отримання нових частинок або нових станів експериментально вже відкритих частинок, а також дослідити детально структуру субатомних об'єктів. У природі існує зовсім небагато стабільних частинок — протон, електрон, нейтрино та фотон. У речовині нашої Землі є вельми обмежений набір можливих атомних ядер, причому вони практично завжди знаходяться в основних станах.

Щоб вийти за вузькі рамки тих об'єктів, що потрапляють нам до рук на землі природним шляхом, слід збуджувати нові стани частинок і ядер штучно. Для отримання будь-якого нового такого стану, що описується масою М, необхідно, щонайменше, енергія  $E = Mc^2$ . Поки ще не знайдена межа значень мас частинок, що перебувають у збуджених нових станах, і невідомо, чи існує вона взагалі. Щоб відповісти на це питання, потрібно мати більш потужні прискорювачі високих енергій. Високі енергії потрібні не тільки для отримання нових станів. Вони необхідні також і для з'ясування деталей вже відкритих, субатомних об'єктів. Енергія частинок, що використовуються для дослідження все більш дрібних деталей ядер і частинок, має зростати. Дійсно, дебройлівська довжина хвилі частинки з імпульсом P дорівнює  $\lambda = h/P$ . Нерідко використовують приведену дебройлівську довжину хвилі  $\lambda = \hbar/P$ ,  $\hbar = h/2\pi$ . Щоб розрізнити структурні деталі об'єкта з лінійними розмірами порядку d, повинні використовуватися довжини хвиль  $\lambda \leq d$ . Інакше кажучи, потрібні частинки з імпульсом Р. Чим менше деталі об'єктів, які ми прагнемо розглянути, тим, отже, вище повинні бути значення імпульсів, а тому і енергій. Для прикладу візьмемо об'єкт розміром порядку d = 1 фм, а в якості «інструмента» використовуємо протон. В даному випадку застосовне (покажемо це нижче) нерелятивістське наближення. Мінімальна кінетична енергія протона повинна дорівнювати

$$E_{\kappa i \kappa} = \frac{P^2}{2m_p} = \frac{\hbar^2}{2m_p d^2}.$$

Скористаємося цим прикладом, щоб показати, як розраховувати  $E_{\kappa in}$  та інші подібні величини дуже зручним способом. Представимо по можливості усі величини, що входять у формулу, у вигляді безрозмірних відношень. Величина  $E_{\kappa in}$  має розмірність енергії. Таку ж розмірність має енергія спокою протонів  $m_pc^2 = 938$  MeB. Отже, ми можемо написати безрозмірне відношення

$$\frac{E_{\kappa i \mu}}{m_p c^2} = \frac{1}{2d^2} \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2$$

Величина у дужках — не що інше, як комптонівська довжина хвилі протона  $\lambda_p = \hbar/m_p c = 0,21$  фм. Таким чином, для кінетичної енергії протона безпосередньо маємо

$$\frac{E_{\kappa i \varkappa}}{m_p c^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_p}{d}\right)^2 = 0,02.$$

Згідно із цим результатом, кінетична енергія протонів, використовуваних для розгляду деталей з лінійними розмірами порядку 1 фм, повинна становити близько 20 MeB. Оскільки ця кінетична енергія у багато разів менша енергії спокою одного нуклона, то нерелятивістське наближення, яким ми користувалися, цілком виправдане. Природа не надає нам інтенсивні пучки протонів, з такою високою енергією, і їх доводиться одержувати штучно — на прискорювачах. У космічних променях, щоправда, є частинки і з набагато більш високими енергіями, але інтенсивність пучків цих частинок настільки мала, що з їх допомогою можна вирішувати досить лише обмежене коло задач.

Найпростіший спосіб отримання пучків частинок з високою енергією — прискорення їх в електричному полі. Сила, що діє на частинку із зарядом q в електричному полі E, визначається формулою  $F = q \cdot E$ . У найпростішому прискорювачі є дві сітки з накладеною на них різницею потенціалів V, що розміщені на відстані d. Середня напруженість поля дорівнює E = V/d, а енергія, що здобувається частинкою,  $\omega = F \cdot d = qV$ . Обидві сітки повинні бути розташовані у вакуумі, щоб уникнути втрат енергії. Крім того, потрібне джерело іонів — воно створює заряджені частинки. Зазначені елементи — джерело іонів, прискорюючий пристрій, вакуумний насос — складові частини будь-якого прискорювача. Чи можна отримати за допомогою найпростішого прискорювача пучки частинок, з енергією 20 МеВ? Це дуже складна технічна задача. Вже при напругах у кілька кіловольт може статися пробій. Щоб перевищити 100 кеВ, потрібні спеціальні технічні схеми для розв'язку цієї проблеми. Завдяки наполегливій роботі багатьох винахідників, були створені електростатичні генератори, здатні давати прискорені частинки, з енергіями порядку 10 МеВ. Більшої енергії частинок за допомогою електростатичного генератора досягти не вдалося. Потрібна була нова ідея: як прискорювати частинки? І вона виникла. Це багаторазовий вплив даною різницею потенціалів на одну і ту ж прискорювальну частинку. I в подальшому щораз, коли здавалося, що вже досягнута максимальна енергія прискорення частинок, кожна з «нездоланних» труднощів усувалася шляхом нового, дотепного розв'язку.

## 13.2. Класифікація прискорювачів

Прискорювачі заряджених частинок можна класифікувати за різними ознаками. За типом прискорених частинок розрізняють:

- електронні прискорювачі;
- протонні прискорювачі;
- прискорювачі іонів.

За характером траєкторій частинок розрізняють:

- лінійні прискорювачі (точніше, прямолінійні прискорювачі), в яких траєкторії частинок близькі до прямої лінії;
- циклічні прискорювачі, у яких траєкторії частинок близькі до окружності (або спіралі).

За характером прискорюючого поля, прискорювачі ділять на:

- резонансні прискорювачі, в яких прискорення проводиться змінним високочастотним електромагнітним полем і для успішного прискорення частинки повинні рухатися у резонанс зі зміною поля;
- нерезонансні прискорювачі, в яких напрямок поля за час прискорення не змінюється. Останні у свою чергу діляться на:
  - індукційні прискорювачі, в яких електричне прискорювальне поле створюється за рахунок зміни магнітного поля (ерс індукції);
  - високовольтні прискорювачі, в яких прискорювальне поле обумовлене безпосередньо прикладеною різницею потенціалів.

По механізму, що забезпечує стійкість руху частинок у перпендикулярних до орбіти напрямках (фокусування), розрізняють прискорювачі із:

- однорідним фокусуванням, в яких фокусуюча сила постійна уздовж траєкторії (принаймні, за знаком);
- знакозмінним фокусуванням, в яких фокусуюча сила змінює знак уздовж траєкторії, тобто чергуються ділянки фокусування й дефокусування.

Резонансні циклічні прискорювачі можуть бути класифіковані далі за характером керуючого — «провідного» — магнітного поля та прискорювального електричного поля:

- прискорювачі з постійним і змінним у часі магнітним полем;
- прискорювачі з постійною і змінною частотою прискорюючого поля.

Наведена класифікація не охоплює прискорювачів із зустрічними пучками та прискорювачів, що використовують колективні методи прискорення. Розглянемо основні типи прискорювачів.

### 13.3. Електростатичний генератор Ван-де-Граафа

У період становлення ядерної фізики (1919–1932 р.р.) розвиток прискорювачів йшов по шляху отримання високих напруг та їх використання для безпосереднього прискорення заряджених частинок. У 1931 році американським фізиком Р.Ван–де–Граафом був побудований *електростатичний генератор*, а у 1932 році англійські фізики Дж.Кокрофт і Е.Уолтон з лабораторії Резерфорда розробили так званий *каскадний генератор*.

Важко одержати достатньо високу напругу, безпосередньо використовуючи трансформатор та випрямувачі. У генераторі Ванде-Граафа ця складність вирішена за допомогою транспортування заряду Q до провідного порожнього кондуктора C; одержувана різниця потенціалів виявляється рівною V = q/C, і саме вона використовується для прискорення іонів. Основні елементи генератора показані на рис. (1). Додатні заряди наносяться на стрічку з ізоляційного матеріалу за допомогою зарядного пристрою, який працює при напрузі 20÷30 кВ. Стрічка приводиться до руху двигуном, заряди переносяться кондуктору і знімаються поряд з коронуючими голками, а потім поступають безпосередньо на його поверхню. Позитивні іони — протони, дейтрони, і т.п. — подаються спеціальним джерелом іонів і прискорюються в вакуумній трубці. Пучок частинок, що виходить із цієї трубки, зазвичай направляється на мішень за допомогою відхиляючого магніту. Якщо вся система працює при звичайному атмосферному тиску, то може бути досягнута напруга порядку декількох MeB, до настання «пробою», який розрядить кондуктор. Якщо система перебуває в резервуарі, наповненому інертним газом, наприклад, азотом, під тиском 15 атм, то можна отримати напругу аж до 12 МеВ. Максимальну напругу можна збільшити вдвічі, використовуючи так званий тан*демный прискорювач Ван-де-Граафа*. Тут кондуктор розташований посередині довгого резервуару високого тиску. На одному кінці резервуару перебуває джерело негативних іонів, наприклад, іони Н. Ці іони прискорюються електростатичним полем у напрямку кондуктора, де вони «обдираються», тобто, кожний із них втрачає пари електронів, при проходженні крізь фольгу або канал, що містить газ. Отримані позитивні іони тепер летять у напрямку мі-



Рис. 1: Схема генератора Ван–Де–Граафа: 1 — стрічковий транспортер зарядів; 2 обладнання для нанесення й знімання зарядів; 3 — шківи транспортера; 4 — високовольтний електрод генератора.

шені і знову набирають енергію. Таким чином, повна енергія подвоюється у порівнянні з одноступінчастим прискорювачем. Прискорювачі Ван–де–Граафа зарекомендували себе надійними експериментальними установками для дослідження структури атомних ядер. Однак, їх максимально досяжна енергія, не перевищує  $30 \div 40$  МеВ для протонів. Такі прискорювачі не можна застосовувати для дослідження структури та взаємодій елементарних частинок.

#### 13.4. Лінійний прискорювач

Щоб досягти дуже високих енергій, частинку необхідно піддати багаторазовому прискоренню. Найбільш простою за задумом системою для цього є *лінійний прискорювач*, схематично зображений на рис. (2).

Ряд циліндричних трубок приєднується до генератора високої частоти, причому там, щоб в будь–який даний момент часу, наступні один за одним трубки мали протилежну полярність. Пучок частинок вприскується уздовж осі циліндрів. Усередині кожного циліндра електричне поле завжди дорівнює нулю. У проміжках між трубками, тобто у зазорах, поле змінюється з частотою генератора. Розглянемо частинку з зарядом E, яка проходить перший зазор у момент максимуму прискорюючого поля. Довжина наступного циліндра повинна бути обрана так, щоб частинка опинялася у наступному зазорі саме у той момент,



Рис. 2: Схематичний розріз резонатора (1) лінійного прискорювача із дрейфовими трубками (2). Поблизу осі електричне поле Е зосереджене лише в зазорах між трубками.

коли поле змінить знак. Вона таким чином знову випробує вплив максимального прискорюючого поля і після цього буде мати енергію  $2eV_0$ . Щоб такий трюк вдався, довжина Lповинна точно дорівнювати 1/2VT, де V — пвидкість частинки, а T — період коливань поля. Оскільки швидкість частинки збільшується при проходженні кожного чергового зазору, довжини циліндрів повинні зростати. У лінійних прискорювачах електронів швидкість електронів наближається до швидкості світла C і тому L прагне у межі до 1/2CT. Описаний пристрій із циліндрами не єдино можливий. Для прискорення частинок можна використовувати електромагнітні хвилі, що поширюються усередині циліндричних порожнин. В обох видах лінійних прискорювачів потрібно мати у розпорядженні генератори досить значної потужності, і тому перш ніж лінійні прискорювачі стали будувати, довелося виріпити ряд важких технічних проблем. Стенфордський електронний лінійний прискорювач трикілометрової довжини дозволяє отримувати електрони з енергією більш 20 ГеВ. Лос-Аламоський протонний лінійний прискорювач розрахований на 800 МеВ при інтенсивності пучків в 1 мА.

### 13.5. Циклотрон

Істотна частина циклотрона — дві порожнисті металеві коробки, що мають назву  $\partial y$ анти (рис. 3). Дуанти трохи розсунуті по діаметру один від одного і підключені до радіочастотного генератора, що працює на частоті приблизно 10<sup>6</sup> Гц. Дуанти поміщають у вакуумний простір між полюсами потужного магніту, який створює магнітне поле з індукцією до декількох Тл. Заряджена частинка вилітає із джерела іонів, поміщеного у центрі між дуантами, зі швидкістю  $V_0$ . Магнітне поле діє на частинку із силою  $F = q[v_0, B]$ , а оскільки  $v_0 \perp B$ , то  $F = qv_0B$ . Застосуємо другий закон Ньютона  $qvB = mv_0/r_0$ , де m — маса частинки. Частинка рухається по півколу радіусом  $r_0 = mv_0/qB$ . Виходячи із дуантів, частинка попадає в електричне поле, створюване радіочастотним генератором. Високочастотне поле синхронізують так, що, як тільки частинка залишає один дуант, воно дає їй «поштовх», і у другий дуант ця частинка потрапляє прискореною. У силу того, що частинка має тепер більшу швидкість, у другому дуанті вона рухається по траєкторії більшого радіуса  $r = mv_0/qB$ .



Рис. 3: Схема руху часток у циклотроні; магнітне поле перпендикулярне площини креслення. 1 — іонне джерело; 2 — орбіта частинки, що прискорюється (спіраль); 3 — прискорювальні електроди; 4 — вивідне обладнання (відхиляючі пластини); 5 — джерело прискорювального поля.

Траєкторія частинки усередині дуантів утворює деяку спіраль, що розкручується. Прискорення триває до деякого максимального радіуса. Після цього частинку виводять із циклотрона і направляють на мішень.

Частота обігу частинки у циклотроні дорівнює

$$f = \frac{v}{2\pi r} = \left(\frac{q}{m}\right)\frac{B}{2\pi}.$$

Максимальна кінетична енергія частинки, коли вона залишає циклотрон, дорівнює

$$K = \frac{1}{2}mv_{max}^2 = \frac{1}{2}\frac{q^2B^2r_{max}^2}{m}$$

При r = 0,5 м конструктивні параметри циклотрона, призначеного для прискорення  $\alpha$ -частинок до енергії 20 MeB, наступні:

$$B = \left(\frac{2mK}{q^2r^2}\right)^{\frac{1}{2}} = 1,3 \text{ Tл}, \quad f = \frac{q}{m} \cdot \frac{B}{2\pi} = 9,9 \text{ M}\Gamma\text{q}.$$

Перший циклотрон був побудований у 1930 р. Він став прабатьком цілого сімейства прискорювачів, що відрізняються від нього у деталях, але схожих у головному: у них використовується синхронізоване (узгоджене по фазі) високочастотне електромагнітне поле.

#### 13.6. Бетатрон

Бетатрон був спроектований у 1941 році в Іллінойському університеті. Цей прилад був призначений спеціально для прискорення електронів. Поперечний переріз та схема основних вузлів бетатрона показана на рис. (4).

Вакуумна скляна камера у формі бублика має джерело електронів, змонтоване між полюсами потужного електромагніту. Більшість бетатронів працює звичайно від джерела напруги частотою у 60 Гц.

Коли магнітне поле змінюється з часом, збуджується ЕРС індукції, що дорівнює  $\varepsilon = -d\phi/dt$ , де  $\phi = \pi r^2 B_{cp}$  — магнітний потік, обмежений круговою траєкторією електрона,  $B_{cp}$  — середнє значення індукції магнітного поля всередині кругової траєкторії. Напруженість одержуваного вихрового електричного поля спрямована по дотичній до кругової траєкторії і за абсолютним значенням дорівнює:

$$E = -\frac{\varepsilon}{2\pi r} = \frac{r}{2} \frac{dB_{cp}}{dt}.$$

Імпульс електрона mv = qBr і, тому, при незмінному радіусі r зміна індукції магнітного поля dB призводить до зміни імпульсу d(mv) = qrdB. Ця зміна імпульсу дорівнює d(mv) =  $Fdt = qEdt = q\frac{r}{2}dB_{cp}$ . Порівнюючи з попередньою формулою, одержуємо  $dB_{cp} = 2dB$  або  $B_{cp} = 2B$ . Таким чином, для отримання стійкої орбіти магнітному полю, треба додати таку конфігурацію, щоб середнє значення індукції магнітного поля по площі кругової орбіти, що обмежена, було у два рази більше індукції поля на орбіті. Полюсам магніту надається така геометрична форма, при якій змінне магнітне поле не тільки повідомляє електронам енергії, але також утримує їх на стійкій орбіті. Після того, як електрон прокрутиться багато разів на орбіті і отримає потрібну енергію, магнітне поле змінюють і змушують електрон ударятися об мішень.

Серійний бетатрон на 100 MeB має діаметр полюсів близько 2 м і магніт масою 130 т. Електронам повідомляється енергія 100 MeB порціями по 420 eB на кожному обороті, так що всього прискорюваний електрон робить  $2, 4 \cdot 10^5$  обертів, тобто пробігає відстань близько 1280 км.

Верхня межа, одержуваних на бетатроні енергій, обмежується двома факторами. По-перше, тому що електрони розганяють до швидкостей, близьких до швидкості світла, стають важливими релятивістські ефекти і подальше збільшення швидкості електрона не відбувається. По-друге, оскільки електрони — заряджені частинки і тому що вони рухаються по круговим орбітам, тобто постійно прискорюються, то вони повинні втрачати енергію на випромінювання. Рис. 4: Схематичний розріз бетатрона: 1—полюси магніту; 2—перетин кільцевої вакуумної камери; 3— центральний сердечник; 4— обмотки електромагніту; 5— ярмо магніту.

Синхротрон — це варіант бетатрона, в якому скомпенсовані релятивістські ефекти.

#### 13.7. Синхротрон

Ідею синхротрона запропонував у 1945 В. Векслер. Його основні елементи показані на рис. (5). Інжектор вприскує частинки з початковою енергією  $E_i$  у прискорювальне кільце. Двополюсні магніти утримують частинки на круговій траєкторії з радіусом кривизни  $\rho$ , а система чотирьох полюсних магнітів підтримує кореляційність пучка частинок, прискорених порожнинами, що працюють на частоті  $\omega$ . Реальна траєкторія частинок складається із прямих ділянок, що проходять усередині резонансних порожнин, усередині фокусуючих і інших елементів, та їх ділянок кругових траєкторій, розташованих усередині магнітів, що утримують частинки. Тому радіус прискорювального кільця R виявляється більшим радіуса кривизни  $\rho$ .

Після інжекції (коли радіочастотні прискорювальні пристрої ще не включені) частинки будуть рухатися по кільцю зі швидкістю V, роблячи повний оборот за час T, яке визначається виразом  $T = 2\pi R/v$ . Енергія E і імпульс частинки пов'язані формулою  $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ . З урахуванням  $\beta = v/c = pc/E$  формула для періоду

$$T = \frac{2\pi R E_i}{p_i \cdot c^2},\tag{13.1}$$

де  $E_i$  та  $p_i$  — початкова енергія та імпульс частинки. Відповідна кругова частота дорівнює

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{p_i c^2}{RE_i}.$$
(13.2)

Магнітне поле, необхідне для утримання частинок на траєкторії, визначається із формули  $B = p_i/q\rho$ . Ситуація змінюється коли включаються радіочастотні прискорювальні пристрої. Насамперед радіочастота  $\omega$  повинна бути більше кругової частоти  $\Omega$  (у k раз), щоб підштовхувати частинку у потрібні моменти часу. Далі з формули (13.2) ми бачимо, що частота прикладеного радіочастотного поля повинна зростати із зростанням енергії прискорюваної частинки аж до досягнення такого режиму, коли частинки можна вважати повністю релятивістськими, тобто коли pc = E. Магнітне поле також повинне зростати:

$$\omega = k\Omega = \frac{kc}{R} \cdot \frac{pc}{E} \Rightarrow \frac{kc}{R} \quad \text{ra} \quad B = \frac{p}{qB}.$$
(13.3)



Рис. 5: Схема синхротрона: 1 — інжектор; 2 — система введення; 3 — вакуумна камера; 4 — сектор електромагніту; 5 — прямолінійний проміжок; 6 — прискорювальне обладнання. Магнітне поле перпендикулярне площини малюнка.

Якщо ці дві умови виконуються, то частинки дійсно прискорюються. Весь процес прискорення виглядає наступним чином. В момент t = 0 інжектується потік частинок з енергією  $E_i$ . Потім магнітне поле і радіочастоту безупинно збільшують від їх початкових значень  $B_i$  та  $\omega_i$  до кінцевих значень  $B_f$  і  $\omega_f$ , причому так щоб у кожний момент виконувалися обидва співвідношення (13.3). Енергія частинок зростає протягом цього процесу від початкової енергії  $E_i$  до кінцевої енергії  $E_f$ . Час, потрібний для доведення енергії частинок до кінцевого значення, залежить від розмірів установки. Для дуже великих прискорювальних машин це час порядку 1 с. Співвідношення (13.3) розкривають ще одну характерну особливість великих синхротронних прискорювачів. Частинки в них не можна прискорювати відразу за допомогою одного лише синхротрона до повної енергії. Діапазон зміни ра-

діочастоти і магнітного поля був би тоді занадто великий. Тому частинки доводиться попередньо прискорювати на малих машинах і потім інжектувати у великих синхротронних прискорювачах.

Синхротрони можуть застосовуватися для прискорення і протонів, і електронів. Електронні синхротрони мають одну загальну властивість із іншими кільцевими електронними прискорювачами: вони є інтенсивними джерелами короткохвильового синхротронного випромінювання. Потужність випромінювання частинки з зарядом e, що рухається зі швидкістю  $v = \beta c$  по круговій орбіті радіуса R, визначається формулою:

$$P = \frac{2e^2c}{2R^2} \frac{\beta^4}{(1-\beta_2)^2}.$$

Якщо  $\beta \approx 1$ , то  $P \approx \frac{2e^2c}{3R^2}\gamma^4 = \frac{2e^2c}{3R^2} \left(\frac{E}{m_0c^2}\right)^4$ , де  $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ ,  $E = m_0\gamma c^2$ .

Час T одного обороту частинки по круговій орбіті визначається формулою (13.1), а енергія, що втрачається за один оборот дорівнює  $-\delta E = PT \approx \frac{4\pi e^2}{3R^2} \left(\frac{E}{m_0c^2}\right)^4$ . Із цієї формули відразу стає очевидна відмінність між протонним і електронним синхронними прискорювачами. Для тих самих значень радіуса орбіти і повних енергій відношення енергетичних втрат у загальних прискорювачах становить

$$\frac{\delta E(e^-)}{\delta E(p)} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^4 \approx 10^{13}.$$

Таким чином, енергетичні втрати обов'язково треба брати до уваги при проектуванні електронних синхротронів.

#### 13.8. Оптика пучків частинок

Спробуємо відповістити на питання, яким чином пучок частинок, пройшовши у прискорювачах шлях довжиною у кілька кілометрів залишається добре сколимованим? В оптиці світлових пучків шлях монохроматичного світлового променя, що проходить через систему тонких лінз, знайти легко, використовуючи закони геометричної оптики. Розглянемо, наприклад, просту комбінацію із двох тонких лінз — опуклої й ввогнутої, що перебувають на відстані d одна від одної і мають однакові фокусні відстані f.

Така комбінація лінз завжди є фокусуючою з результуючою фокусною відстанню  $f_{pes} = f^2/d$ . Для керування пучками заряджених частинок у прискорювачах можна було б, здавалося, користуватися і електричними і магнітними лінзами. Напруженість електричного поля, необхідна для ефективного фокусування частинок високої енергії в електричних лінзах, виявляється, однак, неприйнятно велика, і тому застосовуються лише магнітні лінзи.

При спробі сфокусувати пучок виникають різні труднощі. Очевидно, що звичайний двополюсний магніт може змінити траєкторію частинки, залишаючи її тільки в одній певній площині, і тому фокусування пучка з його допомогою можна здійснити лише у цій площині. Створення магнітних лінз аналогічних властивостям оптичних фокусуючих лінз стало можливим після того, як у 1950 році була висловлена ідея «жорсткого» фокусування. Щоб пояснити основну думку цієї ідеї досить зрозуміти, що якщо в оптичній системі чергувати фокусуючі і дефокусуючі елементи, розташовані на деякій відстані



Рис. 6: Поле магнітної квадрупольної лінзи: N, S — північний і південний полюси магніту, F сила дії магнітного поля на частинку, що рухається перпендикулярно площині малюнка (у центрі F = 0).

один від одного, то у результаті отримаємо ефект фокусування. В транспортних системах для пучків жорстке фокусування найбільше часто досягається шляхом застосування чотирьох полюсних магнітів. Поперечний перетин такого магніту показан на рис. (6). Цей магніт має чотири полюса, причому поле у центральній точці дорівнює нулю, а у напрямку від центру до країв, зростає. Щоб пояснити, як діє чотириполюсний магніт, розглянемо три позитивно заряджені частинки, що летять уздовж осі магніту і проходять через точки A, B і C.

Частинка A проходить через центр і не відхиляється магнітами. На частинки B і C діє лоренцева сила, яка відхиляє частинку B до центру, а частинку C від центру. Таким чином, магніт поводиться як фокусуючий пристрій у відношенні однієї площини і дефокусуючий у відношенні до іншої. Комбінація двох розташованих один за одним чотириполюсних магнітів буде фокусувати пучок у двох площинах, якщо другий магніт повернути навколо центральної осі на 90° по відношенню до першого магніту. Такі пари чотириполюсних магнітів є істотними елементами усіх сучасних прискорювачів частинок і пристроїв, що транспортують пучки до мішеней. Застосування подібних фокусуючих втрат від інтенсивності.

#### 13.9. Зустрічні пучки

Прискорювачі на зустрічних пучках, або прискорювачі із зустрічними пучками, установки, в яких здійснюється зіткнення зустрічних пучків заряджених частинок (елементарних частинок та іонів), прискорені електричним полем до високих енергій. На таких установках досліджуються взаємодії частинок і народження нових частинок при максимально доступних у лабораторних умовах ефективних енергіях зіткнення. Найбільшого поширення набули прискорювачі із зустрічними електрон–електронними ( $e^-e^-$ ), електрон– позитронними ( $e^-e^+$ ) і протон–протонними (pp) пучками. Прискорювачі на зустрічних пучках мають найважливіше значення для вивчення пружних і непружних процесів взаємодії стабільних частинок — протонів і електронів (та їх античастинок); в області надвисоких енергій з ними не можуть конкурувати звичайні прискорювачі з нерухомою мішенню (рис. 7).

У звичайних прискорювачах взаємодія частинок вивчається у лабораторній системі відліку при зіткненнях пучка прискорених до високої енергії частинок із частинками нерухомої мішені. При цьому внаслідок закону збереження повного імпульсу частинок, таких, що зіткаються велика частина енергії налітаючої частинки витрачається на збереження руху центру мас системи частинок, тобто на повідомлення кінетичної енергії частинкам продуктам реакції, і лише невелика її частина визначає «корисну», або ефективну, енергію зіткнення, тобто енергію взаємодії частинок у системі їх центру інерції, яка може йти, наприклад, на народження нових частинок. З розрахунку випливає, що при зіткненні двох частинок однакової маси  $m_0$ , одна з яких покоїться у лабораторній системі відліку, а інша рухається з релятивістської (близької до швидкості світла с) швидкістю, енергія у системі центру інерції  $E_{u.i.}\sqrt{2E_0E}$ , де  $E_0 = m_0c^2$  — енергія спокою частинки, а E — енергія налітаючої частинки у лабораторній системі відліку. Тобто, чим більша Е, тем менша її частка визначає енергію взаємодії частинок. Якщо ж зіштовхуються частинки з рівними за величиною і протилежно спрямованими імпульсами, тобто їх сумарний імпульс дорівнює нулю, то лабораторна система відліку збігається із системою центру інерції частинок і ефективна енергія зіткнення дорівнює сумі енергій частинок, що зіштовхуються; для частинок з однаковими масами (і енергією E)  $E_{u.i.} = 2E$ , тобто кінетична енергія може бути повністю використана на взаємодію.

Особливо велика перевага вивчення процесів взаємодії на зустрічних пучках для лег-



Рис. 7: Схема прискорювача на зустрічних електрон–позиторонних пучках. Пучок прискорених у синхротороне С електронів ( $e^-$ ) виводиться по каналу 1 і попадає на мішень М, у якій народжуються позитрони ( $e^+$ ). Протягом деякого часу позитрони накопичуються в накопичувальному кільці НК, після чого включаються обертальні магніти ПМ, за допомогою яких електронний пучок із С направляється по каналу 2 в НК назустріч позитронам, і відбувається зіткнення пучків  $e^+e^-$  (КЛ — фокусуючі магнітні квадрупольні лінзи).

ких частинок — електронів і позитронів, для яких  $E_0 = 0,5$  МеВ. Наприклад, для електронів, які зіштовхуються у зустрічних пучках з енергією в 1 ГеВ  $E_{u.i.} = 2$  ГеВ; така ж ефективна енергія зіткнення при одному нерухомому електроні потребувала б енергії налітаючого електрона  $E = E_{u.i.}^2/2E_0$  (4000 ГеВ). Для зустрічних пучків протонів ( $E_0 \approx 1$  ГеВ), наприклад з енергією E = 70 ГеВ (енергія протонів Серпуховського прискорювача 76 ГеВ),  $E_{u.i.} = 140$  ГеВ, тоді як при зіткненні зі протоном, що покоїться ефективна енергія зіткнення 140 ГеВ була б досягнута лише при енергії налітаючого протона E = 10000 ГеВ!

Недолік прискорювачів на зустрічних пучках — мала густина пучків частинок у порівнянні із щільністю нерухомої мішені. Для збільшення щільності частинок до процесу зіткнення виробляється нагромадження заряджених частинок у спеціальних накопичувальних кільцях, так щоб струми циркулюючих частинок становили не менше десятків амперів. Однак і при таких струмах інтенсивність пучків вторинних частинок високих енергій ( $\pi$  – і K-мезонів, нейтрино й ін.), що утворюються при зіткненнях, на кілька порядків менше, чим інтенсивність пучків тих же частинок, одержуваних на звичайних прискорювачах. Крім того (тому що енергія вторинної частинки не може перевищувати енергію первинних частинок, що зіштовхуються у прискорювачах на зустрічних пучках), виходить програш в енергії вторинних частинок у порівнянні із традиційними прискорювачами. Тому прискорювачі на зустрічних пучках не можуть замінити, а лише доповнюють традиційні прискорювачі, і розвиток тих і інших повинен йти паралельно.

Основна характеристика системи із зустрічними пучками — величина, яка визначає число подій N досліджуваного типу в одиницю часу і називається світимістю установки. Якщо вивчається взаємодія у найбільш простому випадку, коли кут зустрічі пучків дорівнює нулю, то  $N = R(N_1N_2/S)\omega/2\pi$ , де  $N_1$ ,  $N_2$  — повні числа частинок у кожному пучку, що заповнює кільця, S — площа поперечного перерізу, загальна для обох пучків,  $\omega$  — кругова частота обігу частинок по замкненій орбіті, R — коефіцієнт використання установки, що дорівнює відношенню довжини проміжків зустрічі пучків до периметра орбіти. У більш загальному випадку R залежить від області перекриття пучків, тобто від кутів перетину та відносних розмірів пучків. Для ефективного вивчення процесів взаємодії з перетином  $\sigma = 10^{-26} - 10^{-32} \ cm^{-1}$ , величина світимості повинна становити  $10^{28} - 10^{32} \ cm^{-2} \ ce^{-1}$ . Це досягається нагромадженням циркулюючого струму пучків заряджених частинок і зменшенням поперечного перерізу пучків за допомогою спеціального магнітного фокусування у прямолінійних проміжках, а також використанням методів електронного або стохастичного охолодження з метою зменшення поперечної компоненти імпульсу пучків, що зіштовхуються.

Для того щоб забезпечити безперервний фізичний експеримент з мало мінливою світимістю установки, необхідно великий час життя накопичених пучків частинок. Час життя пучка (час, протягом якого інтенсивність пучка зменшується в e (2,7 раз)) залежить від ряду ефектів. Головні з них — однократне та багаторазове розсіювання прискорених частинок на атомах залишкового газу у камері накопичувача, а для електронів і позитронів — синхротронне випромінювання і квантові флуктуації; істотну роль може також відіграти ефект взаємного розсіювання електронів (позитронів) пучка. Експериментальний критерій часу життя пучка — відносна величина втрати інтенсивності пучків у % за 1 год; для кращих діючих установок вона становить десяті долі % у годину (наприклад, для протонної установки в Європейському центрі ядерних досліджень (CERN) — 0,1%/год при струмі 22 A). Така велика величина часу життя пучків досягається за допомогою високого вакууму у камерах накопичувачів пучків:  $10^{-11}$  мм рт. ст. в об'ємі камери та  $10^{-12}$  мм рт. ст. у зонах зустрічі пучків.

### 13.10. Великий адронний коллайдер — LHC (Large Hadron Collider)

В Європейській організації ядерних досліджень (CERN) з 1996 р. реалізується глобальний науковий проект — LHC — великий адронний колайдер. Великий адронний колайдер — кільцевий прискорювач заряджених частинок на зустрічних пучках з кільцем довжиною 26,65 км, проходять під територіями Швейцарії та Франції. Реалізація проекту об'єднає світовий досвід створення й експлуатації великих експериментальних установок, накопичений в усьому світі протягом останніх десятиліть. Подібно тому, як відкриття атомної структури, хвильових властивостей матерії та квантової механіки на початку XX сторіччя забезпечило швидкий розвиток науки і технологій, результати експериментів на LHC не тільки дадуть можливість установити фундаментальні закони фізики частинок, але й можуть привести до відкриттів, які визначать генеральний розвиток науки і технології у XXI столітті.

На сьогоднішній день одним із найбільш значних відкриттів в області фізики високих енергій є бозон Хіггса, існування якого експериментально підтверджує механізм спонтанного порушення симетрії. Це частинка, необхідна для підтвердження мінімальної Стандартної моделі елементарних частинок, запропонованої Глешоу, Вайнбергом і Саламом у 60-х роках XX-го століття. Ця модель заснована на калібрувальній групі взаємодії  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ : перша підгрупа описує взаємодії квантової хромодинаміки за допомогою безмасових калібрувальних ґлюонів, а підгрупа  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  відповідає електромагнітній і слабкій взаємодіям, переносниками яких є безмасовий фотон і масивні векторні бозони  $W^{\pm}$  і Z. Механізм спонтанного порушення симетрії  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  до симетрії електромагнітної взаємодії  $U(1)_{EM}$ , запропонований Енглером і Браутом, Хіггсом, Гуральніком, Хагеном і Кібблом та іншими, забезпечує "м'яке" утворення мас цих векторних бозонів, завдяки чому вирішує питання калібрувальної інваріантності, ренормовності та унітарності матриці розсіювання в теорії. Цей механізм передбачає принаймні один нейтральний скалярний бозон, існування якого нещодавно було підтверджено в експериментах на колайдері LHC (Великий гадронний колайдер, ЦЕРН, Швейцарія) колабораціями ATLAS і CMS. Двом із авторів механізму спонтанного порушення симетрії – Франсуа Енглеру та Пітеру Хіггсу – у 2013 році присуджено Нобелівську премію з фізики.

Мінімальна Стандартна модель елементарних частинок винятково точно описує сучасні експериментальні дані з розсіювання ферміонів на сучасних прискорювачах – LEP (Великий електрон-позитронний колайдер, ЦЕРН, Швейцарія), Tevatron (Батавія, США) і LHC.

З іншого боку, в СМ існує велика кількість питань теоретичного характеру, на які ця модель не в змозі відповісти. По-перше, це питання походження мас нейтрино: СМ феноменологічно описує кількість поколінь ферміонів і пояснює походження їх мас за рахунок механізму спонтанного порушення симетрії, але залишається питання значної різниці між масами кварків і лептонів у рамках одного покоління ферміонів – проблема ієрархій.

По-друге, мінімальна СМ незадовільна з точки зору космологічних проблем раннього Всесвіту: показано, що в цій моделі неможливо задовольнити умовам баріогенезу Сахарова, які забезпечують виникнення спостережуваної баріонної асиметрії Всесвіту.

Зараз до теоретичних проблем Стандартної моделі додаються певні експериментальні питання. Наприклад, колаборація LHCb, що займається вивченням процесів за участі *b*кварка на прискорювачі LHC, 25 червня 2014 року опублікувала результати з вимірювання відносних ширин розпадів  $B^+$ -мезонів на  $K^+$ -мезон і різні пари лептонів: співвідношення відносних ширин розпаду  $B^+ \to K^+ \mu^+ \mu^-$  і  $B^+ \to K^+ e^+ e^-$  відхиляється від одиничного значення, передбаченого в Стандартній моделі, на 2.6 стандартних відхилень. Також, зовсім нещодавно колаборація CMS опублікувала результати пошуків суперсиметричних частинок у подіях за участі пар лептонів, джетів і недетектованого поперечного імпульса та повідомила про перевищення фонової кількості подій Стандартної моделі на три стандартних відхилення. Обидва ці повідомлення потребують підтвердження іншими колабораціями, але вони дають певний простір для перевірки теоретичних моделей нової фізики.

На даний момент існує величезна кількість моделей-узагальнень. Популярними є моделі, що залишають незмінними ферміон-векторну та векторну взаємодії СМ, які експериментально перевірено з високою точністю. Серед таких моделей – теорії з двома та більше скалярними дублетами, що завдяки великій кількості параметрів дають змогу вирішити космологічні проблеми СМ із електрослабким фазовим переходом у ранньому Всесвіті та величиною порушення СР-симетрії, необхідною для розділення матерії й антиматерії. Крім того, дводублетні моделі є ефективними низькоенергетичними наближеннями багатьох інших узагальнень СМ, серед яких і суперсиметричні теорії. Також широко обговорюються моделі технікольору та моделі з композитними скалярними частинками.

Одне з найцікавіших вирішень проблем СМ запропоновано в моделях, заснованих на групах більш високої симетрії, що за низьких енергій переходять у групу СМ. Як було

показано Джорджі та Глешоу, найменшою простою групою, що містить групу СМ, є група SU(5). Експерименти LEP і SPS показали, що "біг" констант зв'язку СМ з енергією не відповідає динаміці, передбаченій у моделі Джорджі-Глешоу. Тим не менш, ця модель є класичним елегантним прикладом теорії великого об'єдання. Серед реалістичних моделей великого об'єднання одними з найпопулярніших є моделі, засновані на групах симетрії SO(10) і  $E_6$ . Такі моделі також вирішують проблеми *fine tuning* і темної матерії у свій спосіб. У стані порушеної симетрії вони передбачають додаткові калібрувальні поля, зокрема важкі нейтральні векторні бозони Z'.

Також цікавою є ідея, що асиметрія між лівими та правими ферміонами в СМ є фундаментальною, і це має відображатися в моделях із більш високою симетрією, зокрема заснованих на групі  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ . Такі моделі також з'являються в теоріях, заснованих на групах SO(10) і  $E_6$ . Залежно від структури скалярного сектора, вони умовно діляться на *ліво-праві* та *альтернативні ліво-праві*. За низьких енергій група симетрії в таких моделях також порушується до групи СМ, розширеної додатковим калібрувальним полем  $\tilde{U}(1)$ , яке на низьких енергіях проявляє себе у вигляді додаткового векторного бозона – Z'-бозона. Таке розширення Стандартної моделі також містить широкі можливості феноменологічного опису.

Усі розширення Стандартної моделі передбачають існування нових полів і симетрій, які не спостерігалися дотепер. Точність сучасних експериментів обмежує маси таких нових полів на рівні від 1 TeB. Також усі частинки поза межами CM мають слабко взаємодіяти з відкритими полями. Пошуки таких частинок на сучасних гадронних колайдерах Tevatron і LHC можна розділити на прямі, тобто на пошуки резонансного піка в розподілі перерізу розсіювання за інваріантною масою або поперечним імпульсом, і на непрямі, тобто на пошуки внесків нових полів у процеси, описані в Стандартній моделі, за рахунок змішування, інтерференційних явищ тощо. Перший тип пошуків потребує постійного підвищення енергії зіткнення частинок і точності за рахунок накопичення даних. У другому випадку достатньо лише підвищення точності, але прояви нової фізики можуть розмиватися за рахунок інтерференції з процесами Стандартної моделі, тому необхідно уважно ставитися до вибору низькоенергетичного процесу та спостережуваної величини (повного перерізу чи диференційного перерізу, асиметрії розсіювання тощо), щоб внесок нової шуканої частинки був якомога більшим.

Гадронні колайдери характеризуються меншою точністю вимірювань порівняно з лептонними прискорювачами через наявність гадронних "рештків", що утворюють фон для більшості основних досліджуваних процесів, у яких беруть участь пари кварків. Це вносить невизначеність енергії та походження початкових станів процесу: кожен гадрон передає кварку або антикварку лише частину енергії, до того ж невідомо, який кварк походить з якого гадрона. Енергію початкових станів можна оцінити за енергією кінцевих станів, тому цей недолік частково компенсується. До того ж, звідси витікає перевага гадронних прискорювачів над лептонними – можливість природнього "сканування" процесу в певній області енергій. На прискорювачі LEP для цього потрібно було змінювати енергію пучків на технічному рівні. На сьогодні триває виконання програми досліджень на прискорювачі LHC, а також обробка даних, зібраних на прискорювачі Tevatron, що вже завершив роботу. Наразі дані з цих двох експериментів є найбільш точними даними у фізиці високих енергій, тому це дослідження присвячено пошукам Z'-бозона саме на цих прискорювачах.