

к.-л. из способов, и выбор конкретного варианта является определённым компромиссом между требуемыми энергией, интенсивностью ионов, а также стоимостью ускорителя.

Расширение возможностей прямого метода ускорения в первую очередь связано с получением высокого уровня магн. поля (увеличение диаметра полюса  $D$  нецелесообразно, т. к. вес электромагнита пропорционален  $D^3$ ), что достигается применением сверхпроводящих материалов. В разл. научных центрах мира созданы циклотроны с макс. уровнем ср. поля (40—53) кГс, к-рое реализуется с помощью сверхпроводящей основной обмотки и железных секторов, обеспечивающих азимутальную вариацию магн. поля.

**Синхротронный метод ускорения тяжёлых ионов.** Получение высоких энергий заряж. частиц (более 1 ГэВ/нуклон) наиб. оптимально осуществить на ускорителях синхротронного типа, и в этом смысле ускорение тяжёлых ионов не является исключением. Для его реализации применяется каскадный способ ускорения с использованием обдирки (однократной или многократной). Для получения очень высоких энергий (100—200 ГэВ/нуклон) применяется неск. ускоряющих колец, каждое из к-рых выполняет роль множителя энергии. Инжектор в синхротроне, как правило, служит линейным ускорителем, нач. часть к-рого для существ. увеличения импульсной интенсивности пучка тяжёлых ионов представляет собой ВЧ-структуру РЕQ-типа. Ускорительно-накопит. комплексы тяжёлых ионов одновременно с получением ускоренных первичных и вторичных (радиоакт.) пучков разл. ядер позволяют за счёт использования совр. методов охлаждения пучков (электронное, стохастическое, лазерное) существенно улучшить их качество (энергетич. разброс  $10^{-4} - 10^{-6}$  в зависимости от интенсивности накопленного пучка, эмиттанс пучка  $< 1 \mu\text{м} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ ) и яркость. Кроме классич. схем ускорителей, в к-рых движущийся пучок взаимодействует с неподвижной мишенью, с целью значит. повышения эффективности использования энергии частиц применяется метод встречных пучков — соударяются частицы, принадлежащие двум пучкам, движущимся навстречу друг другу (рис. 9). Примером такого комплекса является сооружаемый

Separate preprints of the 2 European Particle Accelerator Conference, Nice, France, 1990; Papers 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, S. F., 1991; Proceedings of the 4th International Conference on Ion Sources, Bensheim, Germany, «Rev. of Sci. Instruments», 1992, v. 63, № 4, pt 2; Proceedings of the 13th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Vancouver, Canada, 1992.

Р. Ц. Оганесян.



**УАЙТМЕНА ФУНКЦИИ** (Вайтмана функции, Уайтмана функции) — вакуумные средние произведения гейзенберговских операторов поля (см. *Гейзенберга представление*).

Трудности стандартной лагранжево-гамильтоновой теории поля стимулировали в кон. 50—60-х гг. развитие аксиоматич. подхода, опирающегося не на явные уравнения движения, а на нек-рые необходимые для любой разумной теории осн. свойства типа релятивистской инвариантности, причинности и др., требование выполнения к-рых налагается в форме аксиом (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*). Один из наиболее разработанных вариантов такого подхода связан с именем А. С. Уайтмена (A. S. Wightman), к-рый выбрал в качестве осн. объекта оператор гейзенбергова поля  $A(x)$  (для простоты — одного и скалярного). Работать с операторнозначной обобщённой функцией  $A(x)$  не всегда удобно, поэтому в методе Уайтмена вводится параллельно бесконечная последовательность числовых обобщённых ф-ций (У. ф.)

$$W_n(x_1, \dots, x_n) = \langle 0 | A(x_1) \dots A(x_n) | 0 \rangle$$

и осн. аксиомы переводятся на язык этих ф-ций.

Чтобы гейзенбергово поле  $A(x)$  существовало в качестве обобщённого оператора в квантово-механич. гильбертовом пространстве, надо потребовать, чтобы У. ф. были бы обобщёнными ф-циями медленного роста.

Для вещественности поля  $A(x)$  должно выполняться соотношение

$$W_n^*(x_1, \dots, x_n) = W_n(x_n, \dots, x_1).$$

Инвариантность относительно неоднородных преобразований Лоренца  $x \rightarrow \Lambda x + a$  влечёт требование

$$W_n(x_1, \dots, x_n) = W_n(\Lambda x_1 + a, \dots, \Lambda x_n + a). \quad (*)$$

Условие причинности входит в аксиоматику Уайтмена в виде требования локальной коммутативности полей  $A(x)$  и  $A(y)$  в пространственно-подобных точках  $x$  и  $y$ , что на языке У. ф. требует

$$W_n(x_1, \dots, x_j, x_{j+1}, \dots, x_n) = W_n(x_1, \dots, x_{j+1}, x_j, \dots, x_n)$$

для  $x_j \sim x_{j+1}$ .

Следующая аксиома, по существу, содержит условие отсутствия тахионов; она требует, чтобы спектр 4-импульса (кроме точки 0) был сосредоточен внутри светового конуса будущего. [4-импульс попадает в несодержащую ни лагранжева, ни гамильтонова формализма теорию из требования релятивистской инвариантности, т. е. через посредство унитарного оператора  $T(a) = e^{iP \cdot a}$ , преобразующего сам оператор поля  $A$  при пространственно-временном сдвиге на  $a$ :

$$T(a)A(x)T^{-1}(a) = A(x+a).]$$

Чтобы перевести эту аксиому на язык У. ф., удобно ввести фурье-образы (ФО):

$$\tilde{W}_n(p_1, \dots, p_n) = \frac{1}{(2\pi)^{4n}} \int dx_1 \dots dx_n e^{-i \sum p x} W_n(x_1, \dots, x_n).$$

Если учесть, что в силу (\*) У. ф. зависит только от разностей координат:

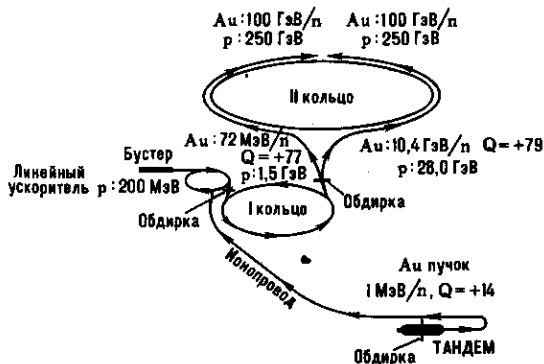


Рис. 9. Общая схема ускорительного комплекса тяжёлых ионов со встречными пучками (на примере релятивистского коллайдера RHIC).

мый в Брукхейвене (США) релятивистский коллайдер RHIC, предназначенный для получения сталкивающихся пучков ионов золота с энергией 100 ГэВ/нуклон каждый и светимостью  $2 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (кроме тяжёлых ионов на нём возможно получение сталкивающихся пучков протонов с энергией 250 ГэВ и светимостью  $1,5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

Лит.: Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, 2 изд., т. 1—2, М., 1991; Treatise on heavy-ion science, ed. by D. A. Bromley, v. 1—8, N. Y.—L., 1984—89; Proceedings of the International Conference on Electrostatic Accelerators, «Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research, sect. A», 1984, v. 220, № 1;