

## § 18.5. Ускорители заряженных частиц

1. В связи с развитием экспериментальной ядерной физики возникла потребность в специальных установках, с помощью которых можно было бы получать в лабораторных условиях направленные пучки заряженных частиц (электронов, протонов, атомных ядер и ионов легких элементов), обладающих весьма большой кинетической энергией. Такие установки получили название **ускорителей заряженных частиц**.

Первые ускорители, которые позволили сообщать электронам и положительным ионам водорода (протонам) энергию порядка нескольких миллионов электронвольт (МэВ), были созданы в начале 30-х годов. В последующие десятилетия ускорительная техника развивалась бурными темпами. Были построены ускорители различных типов, а максимальная энергия, сообщаемая в них заряженным частицам, достигла в 1973 г. 400 млрд. эВ (400 ГэВ).

По форме траектории ускоряемых частиц все ускорители можно разделить на две основные группы — **линейные ускорители** и **циклические ускорители**. В первых траектории частиц близки к прямым линиям, а во вторых — к окружностям или раскручивающимся спиральям.

2. Энергия ускоряемых частиц увеличивается при их движении в электрическом поле ускорителя. Это поле может быть в зависимости от типа ускорителя электростатическим, индуктированным (см. § 21.2) или переменным высокочастотным полем.

В **электростатическом линейном ускорителе** заряженная частица проходит через ускоряющее электрическое поле однократно. Если  $q$  — заряд частицы, а  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — значения потенциала поля в начальной и конечной точках траектории частицы в поле, то энергия, приобретаемая частицей в ускорителе, равна

$$W = q(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Чем больше разность потенциалов ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ), тем больше и энергия частицы. Поэтому поле в ускорителях этого типа создается либо высоковольтным генератором Ван-дер-Граафа (см. § 4.1), либо импульсным генератором (см. § 5.3). Однако таким образом удастся получить значения ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ), не превышающие 15 млн. вольт.

3. Значительно большие энергии можно сообщать заряженным частицам в **линейных резонансных ускорителях**. В этих ускорителях энергия частиц увеличивается под влиянием переменного электрического поля сверхвысокой частоты. Это поле изменяется синхронно (в резонанс) с движением ускоряемых частиц. В США действует линейный резонансный ускоритель электронов, который на длине пути в 3 км сообщает им энергию в 22 ГэВ. При столь больших энергиях электронов линейные резонансные ускорители оказываются более перспективными, чем циклические. Иначе обстоит дело в отношении ускорителей протонов и других более тяжелых частиц.

4. Наиболее мощные современные ускорители протонов и других положительно заряженных частиц построены по циклическому типу.

В этих ускорителях заряженная частица многократно проходит через электрическое поле, каждый раз увеличивая свою энергию от нескольких тысяч до нескольких сотен тысяч электронвольт. Для управления движением частиц и периодического возвращения их в область ускоряющего электрического поля применяется сильное поперечное магнитное

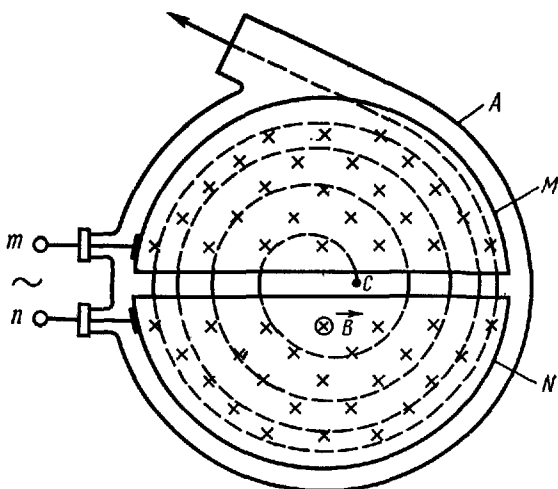


Рис. 18.14

поле. Поясним подробнее принцип действия циклических ускорителей на примере циклотрона, впервые построенного Э. Лоуренсом в 1931 г.

**Циклотрон** состоит из двух металлических дуантов M и N (рис. 18.14), представляющих собой две половины невысокой тонкостенной цилиндрической коробки, разделенные узкой щелью. Дуанты заключены в плоскую замкнутую камеру A, помещенную между полюсами сильного электромагнита. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости чертежа. Дуанты с помощью электродов *m* и *n* присоединены к полюсам электрического генератора, создающего в щели между ними переменное электрическое поле. Введем в точку C положительный ион в тот момент, когда электрическое поле между дуантами максимально и направлено снизу вверх. Под действием электрического поля ион начнет равноускоренно перемещаться в плоскости чертежа снизу вверх. Как только он войдет в дуант M, ускоряющее действие электрического поля прекратится, так как металлические стенки дуанта практически полностью экранируют его внутреннюю полость от электрического поля в зазоре. Внутри дуанта M ион под действием магнитного поля опишет полуокружность, радиус которой можно определить по формуле (18.19). К тому моменту времени, когда ион, двигаясь в дуанте M, будет подходить к зазору между дуантами, направление электрического поля изменится на противоположное первоначальному и поле снова будет ускорять движение иона. Затем внутри дуанта N ион опишет полуокружность но уже несколько большего радиуса,

соответствующего возросшей скорости. К моменту вылета иона в зазор электрическое поле снова изменит свое направление и будет ускорять движение иона. В результате многократного ускорения иона электрическим полем его кинетическая энергия может стать очень большой. Для уменьшения вероятности торможения ионов из-за столкновения с молекулами воздуха в камере  $A$  создается высокий вакуум.

5. Описанный процесс непрерывного ускорения ионов возможен только в том случае, если движение иона и изменение электрического поля в зазоре будут происходить строго с и н х р о н н о. В противном случае ион при прохождении через зазор будет то ускоряться, то замедляться. Таким образом, для нормальной работы циклотрона необходимо, чтобы период  $T_0$  колебаний электрического поля совпадал с периодом  $T$  обращения иона:

$$T_0 = T. \quad (18.29)$$

По формуле (18.20),

$$T = \frac{2\pi}{B} \frac{m}{q}, \quad (18.29')$$

где  $q/m$  — удельный заряд иона,  $B$  — индукция магнитного поля в дуантах.

6. В циклотроне магнитное поле постоянно, а напряженность  $E$  электрического поля изменяется во времени по гармоническому закону  $E = E_0 \sin(2\pi/T_0)t$  с постоянным периодом (рис. 18.15). Покажем, что в таком случае не всегда соблюдается условие синхронности движения ионов и изменения электрического поля и что существует некоторое предельное значение кинетической энергии, приобретаемой ионом в циклотроне.

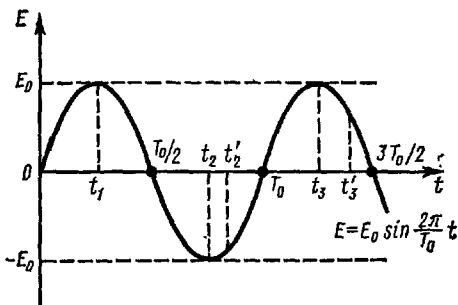


Рис. 18.15

В предыдущем параграфе мы говорили о зависимости массы электрона от его скорости. Такая же зависимость существует для любых частиц. Масса движущегося иона по формуле (18.28) равна

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}},$$

где  $m_0$  — масса покоящегося иона.

При малых скоростях движения ( $v \ll c$ ), т. е. для иона, кинетическая энергия которого невелика, масса  $m$  практически постоянна и равна  $m_0$ . Поэтому, как видно из формулы (18.29'), период  $T$  обращения иона в циклотроне постоянен. Условие синхронности (18.29) легко

осуществить соответствующим выбором  $T_0$  или индукции  $B$  магнитного поля.

Однако при возрастании скорости иона до значений, соизмеримых со скоростью света, начинает сказываться изменение его массы. Период обращения  $T$  возрастает и перестает быть равным  $T_0$ . Условие синхронности нарушается.

7. Рассмотрим подробнее процессы ускорения иона в циклотроне при  $T = T_0$  и при  $T > T_0$ . Пусть в начальный момент  $t = t_1$  ион движется через зазор между дуантами, а напряженность ускоряющего электрического поля максимальна и равна  $E_0$  (рис. 18.15). Если  $T = T_0$ , то и во все последующие моменты времени  $t_2 = t_1 + T_0/2$ ,  $t_3 = t_2 + T_0/2$  и т. д., соответствующие прохождению иона между дуантами, электрическое поле максимально и совпадает с направлением движения иона. Поэтому энергия иона будет непрерывно возрастать. Это явление аналогично возрастанию энергии колеблющейся консервативной системы при резонансе.

Если  $T > T_0$ , то ион в своем движении отстает от изменения электрического поля. Он проходит через зазор в моменты времени  $t'_2 = t_1 + T/2$ ,  $t'_3 = t'_2 + T/2$  и т. д., соответствующие все более и более малым значениям напряженности электрического поля. Поэтому ускорение иона в циклотроне постепенно уменьшается. Наконец, начиная с некоторого момента  $t'_n$  ион попадает в зазоре не в ускоряющее, а в замедляющее поле. В процессе дальнейшего движения иона его скорость, масса и кинетическая энергия постепенно уменьшаются. Период обращения  $T$  также уменьшается, приближаясь к  $T_0$ .

Можно показать, что предельная энергия, которую имеет ион в конце процесса ускорения (перед началом торможения), равна

$$W_{\text{пред}} = 4 \sqrt{m_0 c^2 q U_0 / \pi}, \quad (18.30)$$

где  $q$  и  $m_0$  — заряд и масса покоящегося иона,  $c$  — скорость света,  $U_0$  — амплитуда напряжения между дуантами. Таким образом, предельная энергия иона пропорциональна  $\sqrt{U_0}$ .

Из формулы (18.30) видно, что предельная энергия, приобретаемая заряженной частицей в циклотроне, тем больше, чем больше ее масса покоя и заряд. Так, например, при  $U_0 = 100$  кВ для протона  $W_{\text{пред}} = 21,9$  МэВ, а для электрона  $W_{\text{пред}} = 0,51$  МэВ. Поэтому циклотрон мало пригоден для ускорения электронов.

8. Указанные выше теоретические значения предельной энергии ионов в действительности получить не удастся. Оказалось, что при соблюдении строгой однородности магнитного поля движение ионов в циклотроне является неустойчивым. При случайных отклонениях ионов от спиральной орбиты они не возвращаются на нее, а ударяются о стенки дуантов и тормозятся. Расчеты, которые мы опускаем, показывают, что для обеспечения устойчивости ионов на орбите необходимо, чтобы индукция  $B$  магнитного поля слегка уменьшалась от центра к краям дуантов. Поэтому возрастание периода обращения иона в процессе ускорения в циклотроне происходит не только из-за увеличения его массы, но и из-за ослабления магнитного поля. В ре-

зультате совместного действия обеих причин дальнейшее ускорение иона прекращается при его энергии, меньшей  $W_{\text{пред}}$ .

9. Максимальную энергию ионов, ускоряемых в циклотроне, можно было бы значительно повысить, если по мере их разгона и удаления от центра дуантов период  $T_0$  изменения электрического поля постепенно

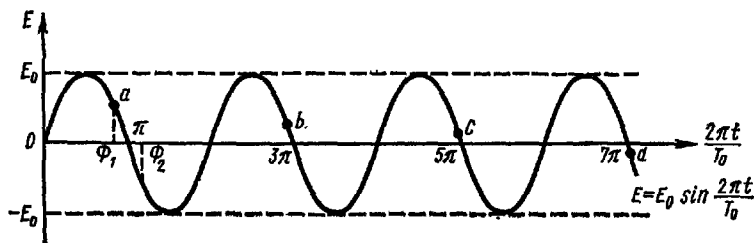


Рис. 18.16

увеличивать. Однако следует иметь в виду, что в циклотрон непрерывно поступают (впрыскиваются) ускоряемые частицы. Проследить за одной частицей в циклотроне и изменять значение периода  $T_0$  в соответствии с изменением периода ее обращения практически невозможно. Тем более не представляется возможным осуществить необходимое изменение периода  $T_0$  в случае множества ускоряемых ионов. На первый взгляд кажется, что повышение кинетической энергии ионов в той области скоростей, где сказывается изменение массы частиц в зависимости от их скорости, невозможно.

В 1944 г. советский физик В. И. Векслер доказал существование принципа автофазировки<sup>1</sup>. Это открытие оказало огромное влияние на все дальнейшее развитие ускорительной техники и показало принципиальную возможность ускорять частицы, движущиеся с большими скоростями. На основе принципа автофазировки были спроектированы и построены сверхмощные циклические ускорители различного типа, позволяющие получить пучки заряженных частиц с энергиями порядка десятков и даже сотен миллиардов электронвольт.

10. Для пояснения принципа автофазировки рассмотрим движение в циклотроне положительных ионов, энергия  $W$  которых такова, что зависимость их массы от скорости играет существенную роль. Ионы такой энергии получают с помощью какого-нибудь другого ускорителя, например линейного, и вводят в циклотрон. Пусть период  $T_0$  переменного электрического поля между дуантами выбран равным периоду  $T$  обращения ионов в магнитном поле циклотрона,

Зависимость напряженности  $E$  электрического поля в циклотроне от времени  $t$  представлена на рис. 18.16, где по оси абсцисс отложена фаза напряженности  $\Phi = 2\pi t/T_0$ . Если ионы попадают в зазор между дуантами в те моменты времени  $t$ , когда  $\Phi = \pi, 3\pi, 5\pi$  и т. д., то  $E=0$  и поле не оказывает никакого влияния на движение этих ионов.

<sup>1</sup> В 1945 г. этот принцип был независимо от Векслера установлен американским физиком Е. Мак-Милланом.

Они будут равномерно вращаться с периодом  $T_0$  по устойчивой круговой орбите, соответствующей их энергии  $W$ . Ионы, попадающие в зазор несколько раньше (например, при  $\Phi = \Phi_1$ ), ускоряются электрическим полем. Их масса и период обращения несколько увеличиваются. Поэтому они в своем движении постепенно отстают от изменения поля. Моменты последовательных прохождений этих ионов через зазор из одного и того же дуанта в другой обозначены на рис. 18.16 точками  $a, b, c$  и  $d$ . Так как точка  $d$  соответствует движению ионов уже в тормозящем поле, то скорость и масса ионов, а также их период обращения  $T$  в дальнейшем постепенно уменьшаются. Когда  $T$  станет меньше  $T_0$ , ионы в своем движении будут опережать изменения поля. Поэтому они в конце концов опять будут попадать в зазор в ускоряющее поле и вновь будет происходить процесс увеличения их скорости и периода обращения. Аналогичный колебательный процесс, но только в обратной последовательности, происходит с ионами, которые попадают в циклотрон при  $\Phi_2 > \pi$ .

Из сказанного выше ясно, что все ионы, поступающие в зазор между дуантами циклотрона при значениях фазы  $\Phi$ , отличных от  $\pi, 3\pi, 5\pi$  и т. д., совершают медленные колебания вокруг устойчивой круговой орбиты, соответствующей их начальной энергии  $W$ . Период обращения ионов периодически изменяется, оставаясь в среднем равным периоду  $T_0$  электрического поля, а их энергия в среднем равна энергии  $W$ , соответствующей устойчивому вращению с периодом  $T_0$  в магнитном поле ускорителя.

Таким образом, все заряженные частицы движутся в ускорителе в среднем с и н х р о н н о с изменением электрического поля. Этот результат и является выражением п р и н ц и п а а в т о ф а з и р о в к и.

11. Из принципа автофазировки следует, что при достаточно медленном увеличении периода  $T_0$  электрического поля соответственно возрастает и период обращения заряженных частиц в ускорителе. Среднее значение энергии всех частиц при этом постепенно увеличивается, так как согласно формуле (18.29') возрастание  $T$  при  $B = \text{const}$  возможно лишь за счет увеличения массы  $m$  частиц, что может происходить только в результате увеличения их скорости.

Основанный на этом принципе циклический ускоритель ионов получил название **фазотрона**. В фазотроне магнитное поле постоянно, а частота  $\nu_0 = 1/T_0$  переменного электрического поля м е д л е н н о и з м е н я е т с я с периодом  $\tau \gg T_0$ . Ускоряемые ионы вводятся в фазотрон в тот момент, когда частота  $\nu_0$  максимальна и равна частоте обращения в магнитном поле фазотрона ионов, энергия которых мала. При минимальном значении  $\nu_0$  энергия ионов становится наибольшей и они с помощью специальных устройств выводятся из фазотрона. Таким образом, фазотрон позволяет получить пульсирующий пучок ионов большой энергии.

По мере ускорения ионов в фазотроне радиус их орбиты возрастает. Поэтому предельное значение энергии ионов определяется индукцией магнитного поля и диаметром полюсных наконечников электромагнита. Чтобы представить себе размеры электромагнита действующего в СССР

фазотрона, ускоряющего протоны до энергии в 680 Мэв, укажем, что его масса  $7 \cdot 10^6$  кг, а диаметр полюсов 6 м.

12. Фазотрон мало пригоден для ускорения электронов, так как уже при энергии электрона порядка нескольких мегаэлектронвольт его скорость отличается от скорости света примерно на 1%. Поэтому его масса, радиус орбиты и период обращения очень быстро возрастают при ускорении.

Для получения пучков электронов большой энергии применяют два других типа циклических ускорителей — **бетатрон** и **синхротрон**. Бетатрон основан на явлении электромагнитной индукции и будет рассмотрен в гл. XXI.

В синхротроне частота ускоряющего электрического поля постоянна, а индукция  $B$  магнитного поля меняется во времени. В теории относительности показано (см. т. III, § 9.6), что полная энергия  $W$  частицы пропорциональна ее массе  $m$ :

$$W = mc^2, \quad (18.31)$$

где  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с — скорость света в вакууме. Поэтому формулу (18.29') для периода обращения электрона в магнитном поле синхротрона можно записать в виде

$$T = \frac{2\pi}{ec^2} \frac{W}{B}. \quad (18.32)$$

Следовательно, для выполнения условия синхронизма (18.29) при  $T_0 = \text{const}$  необходимо, чтобы в процессе ускорения электрона индукция магнитного поля возрастала пропорционально полной энергии электрона:

$$B = \frac{2\pi}{ec^2} \frac{W}{T_0},$$

где  $T_0$  — период высокочастотного ускоряющего электрического поля. В синхротроне

$$\frac{m}{B} = \frac{eT_0}{2\pi} = \text{const}$$

и ускоряемые электроны движутся по орбитам, близким к круговым (см. формулу (18.19), где  $v \approx c$ ). Поэтому в синхротронах применяют кольцевые магниты, создающие магнитное поле в сравнительно узкой области вблизи круговой орбиты электрона. Сердечник электромагнита собирается, подобно сердечнику обычного трансформатора, из тонких железных пластин, так как это предотвращает возникновение в нем индукционных токов при изменении магнитного поля (см. § 19.3).

Из (18.19), где  $v \approx c$ , и (18.31) видно, что радиус  $r_0$  круговой орбиты электрона в синхротроне и соответственно размеры всего ускорителя пропорциональны энергии  $W_{\text{макс}}$ , приобретаемой электронами:

$$r_0 = W_{\text{макс}} / ecB_{\text{макс}}, \quad (18.33)$$

где  $B_{\text{макс}}$  — индукция магнитного поля в конце цикла ускорения электронов.

13. В электродинамике доказывается, что всякий ускоренно движущийся заряд должен излучать электромагнитные волны. В синхротроне электрон движется с большим нормальным ускорением, поэтому потери энергии на излучение должны быть значительными. Этот вопрос впервые был рассмотрен советскими физиками Л. А. Арцимовичем, И. Я. Померанчуком и Д. Д. Иваненко. Оказалось, что энергия, теряемая электроном за один оборот, обратно пропорциональна радиусу орбиты и прямо пропорциональна четвертой степени его энергии. Если эта энергия станет равной энергии, сообщаемой электрону электрическим полем за один оборот, то дальнейшее ускорение электрона станет невозможным.

14. Наиболее мощным ускорителем протонов является **синхрофазотрон**. В нем комбинируются принципы, положенные в основу работы синхротрона и фазотрона. В синхрофазотроне одновременно изменяются и частота  $\nu_0$  ускоряющего электрического поля, и индукция  $B$  магнитного поля. Расчеты показывают, что путем согласованного уменьшения  $\nu_0$  и увеличения  $B$  можно добиться такого состояния, при котором ускоряемые протоны будут двигаться по круговой орбите постоянного радиуса. Поэтому в синхрофазотроне применяется кольцевой электромагнит, подобный магниту синхротрона.

15. Для нормальной работы синхротрона и синхрофазотрона необходимо, чтобы движение ускоряемых в них частиц было устойчивым. Это значит, что при случайных отклонениях частицы от расчетной круговой орбиты как в радиальном, так и в вертикальном направлениях на частицу должна действовать сила, возвращающая ее на расчетную орбиту. Оказалось, что для обеспечения вертикальной устойчивости нужно, чтобы вблизи расчетной орбиты индукция магнитного поля убывала с увеличением расстояния  $r$  от центра орбиты:

$$B = \text{const}/r^n, \quad (18.34)$$

где  $n > 0$ . В свою очередь, радиальная устойчивость обеспечивается, если  $n < 1$ . Таким образом, условия одновременного осуществления вертикальной (аксиальной) и радиальной устойчивости имеют вид

$$0 < n < 1 \quad (18.35)$$

Циклические ускорители, удовлетворяющие указанным условиям, называют ускорителями с «мягкой фокусировкой». Расчеты показывают, что с увеличением энергии  $W_{\text{макс}}$ , приобретаемой частицами в таком ускорителе, очень быстро возрастают масса электромагнита (приблизительно пропорционально  $W_{\text{макс}}^3$ ) и стоимость ускорителя. Например, сооружение синхротрона на энергии электронов  $W_{\text{макс}} > (1 \div 1,5)$  ГэВ оказывается экономически неоправданным.

16. Дальнейшее увеличение энергии  $W_{\text{макс}}$  частиц, ускоряемых в синхротронах и синхрофазотронах, было достигнуто путем замены «мягкой фокусировки» на так называемую «жесткую фокусировку». В ускорителях с жесткой фокусировкой частица движется по орбите, близкой к круговой, вдоль которой попеременно расположены магнитные секции двух типов. Одни создают магнитное



поле вида (18.34), где  $n \ll 0$  (например,  $n = -100$ ), а другие — поле вида (18.34), где  $n \gg 1$ . Секции первого типа обеспечивают очень сильную радиальную фокусировку пучка ускоряемых частиц за счет его некоторого размытия в вертикальном направлении. Секции второго типа обеспечивают очень сильную вертикальную фокусировку за счет некоторого радиального размытия пучка. В результате совместного действия на ускоряемые частицы магнитных полей обоих типов размах радиальных и вертикальных колебаний частиц около расчетной орбиты радиуса  $r_0$  оказывается значительно меньшим, чем в ускорителе с мягкой фокусировкой. Соответственно можно существенно уменьшить поперечное сечение вакуумной камеры ускорителя, массу электромагнита и стоимость всей установки.

Во всех наиболее мощных современных синхротронах и синхрофазотронах использован метод жесткой фокусировки. В настоящее время действуют синхротроны с жесткой фокусировкой, сообщающие электронам энергию  $W_{\text{макс}} = 10$  ГэВ. Первый такой синхрофазотрон, ускоряющий протоны до  $W_{\text{макс}} = 28$  ГэВ, был запущен в 1960 г. в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) вблизи Женевы (Швейцария). Масса его электромагнита составляет 3 тыс. тонн, тогда как для сооружения слабофокусирующего ускорителя на ту же энергию протонов понадобился бы электромагнит массой в  $10^6$  т! В 1967 г. был введен в строй синхрофазотрон Института физики высоких энергий под Серпуховом. Этот ускоритель с жесткой фокусировкой сообщает протонам энергию  $W_{\text{макс}} = 76$  ГэВ. В 1972 г. в Батавии (близ Чикаго, США) начал действовать синхрофазотрон, дающий пучок протонов с энергией  $W_{\text{макс}} = 400$  ГэВ.

Наибольшие значения магнитной индукции, осуществимые в синхрофазотронах, не превосходят  $(1,5 \div 2)$  Т. Поэтому радиусы  $r_0$  орбит протонов и размеры этих гигантских ускорителей весьма велики. Например, в Серпуховском синхрофазотроне  $r_0 \approx 230$  м!

17. Бомбардируя частицами высокой энергии неподвижную мишень, нельзя использовать всю кинетическую энергию этих частиц для осуществления исследуемых ядерных реакций. Часть энергии налетающей частицы расходуется на сообщение кинетической энергии частицам, являющимся продуктами реакции. Это связано с тем, что при столкновении должен выполняться не только закон сохранения энергии, но и закон сохранения импульса. Расчеты показывают, что доля кинетической энергии  $W_k$  налетающей частицы, полезно используемая для осуществления ядерной реакции, убывает по мере увеличения  $W_k$ . Поэтому наряду с созданием сверхмощных ускорителей заряженных частиц разрабатываются установки, в которых используется метод встречных пучков. Например, в ЦЕРНе построен ускоритель со встречными протон-протонными пучками, в каждом из которых энергия протонов равна 31,5 ГэВ. Суммарный импульс двух протонов, движущихся до столкновения навстречу друг другу с численно одинаковыми скоростями, равен нулю. Поэтому энергия столкновения этих двух частиц достигает 63 ГэВ. Такую же энергию столкновения можно получить, бомбардируя пучком протонов неподвижную водородную мишень, лишь при энергии налетающих протонов порядка 2 тыс. ГэВ!