В. И. Векслер

НОВЫЙ МЕТОД УСКОРЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ*

(Представлено академиком Н. Д. Папалекси 25 IV 1944)

Принято считать, что метод резонансного ускорения, который осуществлен Лауренсом [1] для тяжелых частиц (циклотрон), неприменим для ускорения электронов, благодаря релятивистскому изменению массы частиц со скоростью. Эта трудность обойдена в ускорителе с вихревым полем, предложенном Видероэ [2] и впервые осуществленном Керстом [3]. В приборе Керста уже достигнуты энергии пучка электронов в 20 млн эВ и скоро, очевидно, будут получены частицы с энергией близкой к 100 млн эВ. Однако дальнейшее увеличение энергий электронов по методу Керста сопряжено, по-видимому, с громадными техническими трудностями.

Поэтому целесообразно указать на одну новую возможность получения релятивистских частиц, основанную на простом обобщении резонансного метода.

П р и н ц и п д е й с т в и я у с к о р и т е л я. Принципиальная возможность получения очень быстрых релятивистских частиц путем использования резонансного метода делается ясной при рассмотрении простейшего случая движения заряженной релятивистской частицы в резонансном ускорителе, т. е. в системе, состоящей в общем случае из N ускоряющих промежутков[1], расположенных на окружности, и постоянного во времени магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости дуантов. Пусть частота переменного поля, наложенного на дуанты, будет ν и амплитуда V_0 вольт. Если напряженность магнитного поля есть H_0, то, как хорошо известно, время движения частицы по окружности будет

$$T = \frac{2\pi mc}{H_0 e},$$

где $m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, e — заряд, c — скорость света. Выразим массу частицы m как функцию ее полной энергии. Тогда время T_n/N обхода $1/N$

*Докл. Академии наук СССР. 1944. Т. XLIII, № 8. С. 346–348.

[1]В циклотроне $N = 2$.

доли окружности после n-го прохождения ее в ускоряющем промежутке будет

$$\frac{T_n}{N} = \frac{2\pi(enV_0 + m_0c^2)}{NeH_0c}. \tag{1}$$

До тех пор пока $enV_0 \ll m_0c^2$, можно считать $T_n = T_{n-1} = T_0 =$ const. Это и есть тот случай, который использован в циклотроне при ускорении протонов.

Очевидно, что в случае электронов, даже при небольших энергиях, нельзя считать T_n постоянным. Легко показать, однако, что возрастание T_n с увеличением энергии частиц не является препятствием к использованию резонансного метода для ускорения частиц. Это утверждение сразу делается очевидным, если определить разницу времени T_{n+1}-го и T_n-го оборота. Для простоты ограничимся случаем $N = 1$[2], тогда

$$T_{n+1} - T_n = \frac{2\pi V_0}{H_0c} = \Delta T. \tag{2}$$

Формула (2) показывает, что разность времен двух последовательных циклов остается величиной постоянной, не зависящей от полной энергии частицы, т. е. от n. На это обстоятельство до сих пор, по-видимому, не обращалось должного внимания. Однако оно позволяет использовать резонансный метод для ускорения релятивистских частиц. Для примера рассмотрим один из простейших вариантов использования постоянства ΔT.

Выберем постоянные V_0 и H_0 так, чтобы

$$T_{n+1} - T_n = \frac{2\pi V_R}{H_Rc} = T_\lambda. \tag{3}$$

Если одновременно будет удовлетворено начальное условие

$$T_1 = T_\lambda + \frac{2\pi m_0c(k+1)}{H_Re} = T_\lambda\gamma, \tag{4}$$

где T_λ — период колебания поля; $k = \dfrac{eV_{\text{н}}}{m_0c^2}$; $V_{\text{н}}$ — разность потенциалов, соответствующая начальной скорости частицы до первого ускорения; γ — произвольное целое число, то частица попадает в резонанс с полем, несмотря на то, что время ее движения по окружности после каждого ускорения возрастает.

[2] $N = 1$ может быть реализовано, например, использованием эндовибратора.

Физически это означает, что после каждого ускорения время движения частицы по окружности возрастает как раз на величину периода. Поэтому по мере увеличения энергии частицы она будет все больше и больше отставать по фазе от поля. Однако на каждом новом обороте это отставание будет равно целому периоду или полупериоду (если $N \geq 2$), так что в результате частица непрерывно будет разгоняться.

Формулы (3) и (4) дают все, что нужно для расчета подобного ускорителя. Комбинируя (3) и (4), можно получить

$$V_R = \frac{m_0 c^2 (k+1)}{e(\gamma - 1)}; \quad H_R = \frac{m_0 c (k+1) 2\pi}{e T_\lambda (\gamma - 1)}.$$

Энергия на выходе в вольтах будет

$$E = \frac{300 \cdot 2\pi m_0 c (k+1)}{e T_\lambda (\gamma - 1)} \rho_k ,$$

где ρ_k — конечный радиус.

Таким образом, очень простое обобщение резонансного метода[3] позволяет применить его (по крайней мере принципиально) для ускорения релятивистских частиц и получения сколь угодно больших энергий.

Необходимо отметить одну крайне важную особенность, которой будет обладать всякий резонансный ускоритель, использующий постоянство величины приращения времени оборота для ускорения частиц. В противоположность обычному циклотрону в этом случае для резонанса необходимо строго определенное по абсолютной величине значение разности потенциалов ускоряющей частицы. Легко показать, что если амплитуда поля V больше, чем резонансная, то частицы сами собой фазируются в точке резонанса $V = V_R$, т. е. резонанс является устойчивым. Для пояснения вернемся снова к разобранному примеру ускорителя с эндовибратором.

Из формул (3) и (4) видно, что в подобном ускорителе устойчивость действительно имеет место[4]. Небольшое уменьшение разности потенциалов ускоряющей частицы при n-ом ускорении приводит к

[3] Необходимо подчеркнуть, что мы сознательно ограничились рассмотрением простой, хорошо известной схемы резонансного ускорителя с тем, чтобы на ней отчетливее сформулировать основную идею предлагаемого метода. Но она, конечно (по крайней мере в принципе), может быть реализована большим числом способов.

[4] Устойчивой является точка $V = V_R$, которая соответствует второй четверти полупериода, когда разность потенциалов в ускоряющем промежутке уменьшается со временем.

тому, что в $n+1$-й раз частицы подходят к ускоряющему промежутку немного раньше, чем через $2T_\lambda$, и поэтому попадают в поле несколько более сильное, чем то, которым они были ускорены в предыдущий раз. Наоборот, если при n-ом обороте частицы пришли в ускоритель при V несколько большем V_R, то они запоздают больше, чем на $2T_\lambda$ и, следовательно, ускоряясь $n+1$-й раз, пройдут поле более слабое, чем при n-ом ускорении.

Эта автоматически осуществляемая фазировка, обусловленная тем, что величина интервала времени между двумя последовательными ускорениями зависит от ускоряющей разности потенциалов, является общим свойством ускорителей подобного типа, позволяющим (по крайней мере в принципе) осуществить ускорение самыми разнообразными способами и, в частности, даже в том случае, когда магнитное поле будет возрастать со временем.

Поступило 25 IV 1944

Цитированная литература

1. *Lawrence E. O.* // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 1134.
2. *Wideröe R.* // Arch. f. Elektrotechnik. 1929. XXI.
3. *Kerst D. W.* // Phys. Rev. 1941. V. 60, № 1. P. 47.