por un campo eléctrico sincronizado con su movimiento y cada vez aumenta su energía. El control del movimiento de las partículas y de su retorno periódico al espacio en el que actúa el campo eléctrico, se efectúa por medio de un fuerte campo magnético transversal. Las partículas pasan cada vez por puntos determinados del campo eléctrico alternativo, aproximadamente en una misma fase del campo (en ∗resonancia∗).

5º. En el *ciclotrón*, que es el acelerador cíclico de resonancia mas simple, entre las dos mitades de una caja cilíndrica *MN*, llamadas electrodos en *D* o simplemente ∗des∗, se genera un campo eléctrico alternativo acelerador (fig. III.11.6). La ∗des∗ se encuentran en una cámara cerrada, plana, situada entre los polos de un potente electroimán cuyo campo magnético es perpendicular al plano de la figura. El campo eléctrico alternativo es engendrado, en la ranura que queda entre los electrodos en *D*, por un generador eléctrico cuyos polos están unidos a los electrodos *m* y *n*.

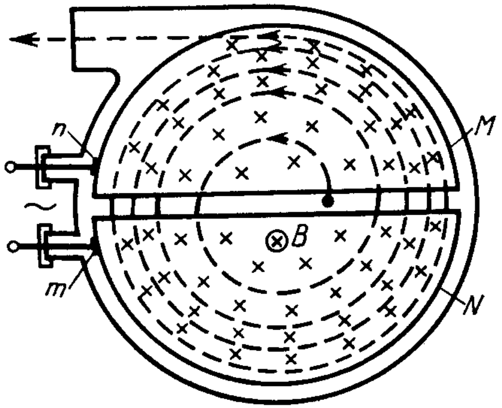

Fig. III.11.6.

6º. La aceleración de la partícula se realiza en el hueco entre las ∗des∗ *M y N* cada vez que ella, bajo la acción del campo magnético y describiendo en tiempos iguales (III.11.1.6º), semicircunferencias de radio cada vez mayor, vuelve a pasar por dicho hueco. Para que la partícula se acelere continuamente en el ciclotrón, es necesario que se cumpla la condición de sincronismo (condición de *resonancia*) $T = T_0$, en la que *T* es el período de revolución de la partícula en el campo magnético (III.11.1.6º), y T_B, el período de oscilación del campo eléctrico (IV.1.1.2º). Esta condición se infringe cuando la partícula se mueve con velocidades *v* relativistas, conmensurables con la velocidad *c* de la luz en el vacío. Con estas velocidades la masa *m* de la partícula crece al aumentar la velocidad (I.5.6.1º), y lo mismo ocurre con el período *T* (III.11.1.6º).

7º. La posibilidad de acelerar las partículas cargadas que se mueven con velocidades relativistas en los aceleradores cíclicos, se deducen del *principio de autoestabilizacion en fase:* toda desviación del periodo T respecto al valor de resonancia T_0 (p. 6º) acarrea una variación tal de la energía W de la partícula en cada aceleración, que T oscila alrededor del valor T_0 permaneciendo, por término medio, igual a él:

de la corriente **j**, de la velocidad **v** de los electrones e de la fuerza de Lorentz $\mathbf{F_L}$, así como los signos de las cargas concentradas en las caras opuestas superior e inferior, en el caso de un metal o de un semiconductor por exceso (VII.2.10.2º). En un semiconductor por defecto (VII.2.10.3º), los signos de las cargas que se concentran en las superficies son opuestos a los del caso anterior (III.11.4, *b*). Las cargas siguen siendo desviadas por el campo magnético hasta que la acción de la fuerza en el campo eléctrico transversal equilibre la fuerza de Lorentz.

2º. La diferencia de potencial de equilibrio en el efecto Hall es

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = R\frac{IB}{d},$$

donde *I* es la intensidad de la corriente; *B*, la inducción campo magnético (III.10.1.2º); *d*, la dimensión del metal o semiconductor en el sentido del vector *B*; y *R*, la constante de Hall.

La intensidad E_H del campo eléctrico transversal en el efecto Hall es

$$\mathbf{E}_H = R[\mathbf{Bj}]$$

donde **j** es el vector densidad de la corriente.

5º. En caso de metales y semiconductores extrínsecos (VII.2.10.5º), con un mismo tipo de conducción, la constante de Hall es:

$$R = \frac{A}{n_0 p} \quad \text{(en el SI)}$$

$$R = \frac{A}{cn_0 q} \quad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

donde *c* es la constante electrodinámica (III.10.2.2º); q y n_0, respectivamente, la carga y la concentración de portadores de corriente; $A \approx 1$, un coeficiente adimensional dependiente del carácter de distribución estadística de los portadores de corriente según las velocidades. El signo de la constante de Hall coincide con el signo de la carga *q* de los portadores de corriente. La medición de la constante de Hall para un semiconductor permite formarse una idea acerca del carácter de su conducción eléctrica. Cuando el semiconductor es el tipo *n* (conducción por electrones) (VII.2.10.2º), $q=-c$ y $R<0$, si el semiconductor es el tipo *p* (conducción por huecos) (VII.2.10.3º), $q=c$ y $R>0$.

Si en un semiconductor se observan ambos tipos de conducción eléctrica, por el signo de la constante de Hall se puede determinar el tipo predominante en él. La formula para *R* del p, 3º no sirve en este caso y se aplican otras más complejas.

4º. La medición de la constante de Hall permite hallar la concentración de portadores de corriente n_0 si se conoce el tipo de conducción. Por ejemplo, para los metales monovalentes, la concentración de electrones de conducción es igual a la concentración de átomos. Esto significa que a cada átomo le corresponde un electrón libre en el gas electrónico de metal (III.7.3.1º). Conociendo la concentración de portadores de corriente, se puede también valorar la magnitud (λ) del recorrido libre medio del electrón en el metal. De la formula (III.7.3.4º)

$$\langle\lambda\rangle = \frac{\gamma\, 2m\langle u\rangle}{n_0\varepsilon^3}$$

acelerador y aumenta la inducción B del campo magnético. Además, los protones que se aceleran se mueven describiendo una orbita circular de radio constante. Por esto el campo magnético es generado por un electroimán anular lo mismo que en el sincrotón.

11º. La condición para conseguir simultáneamente la estabilidad vertical (axial) y radial de la orbita circular calculada en el sincrotón y en el sincrofasotrón, es que en las proximidades de dicha órbita, la inducción magnética B varié según la ley

$$B = \frac{\text{const}}{r^n},$$

Donde r es la distancia desde el centro de la órbita, y n varia dentro de los límites de $0< n <1$ (*condición de enfoque débil* en el acelerador). En los aceleradores con enfoque débil, para que aumente la energía máxima $W_{\text{máx}}$ que adquieren las partículas, hay que aumentar la masa del electroimán de un modo proporcional, aproximadamente en $W^3_{\text{máx}}$.

12º. El aumento de energía máxima $W_{máz}$ de las partículas aceleradas en los sincrotrones y sincrofasotrones también se consigue utilizando aceleradores de *enfoque intenso* (*fuerte*). En estos aceleradores, a lo largo de la órbita casi circular que describe la partícula, se sitúan alternativamente secciones magnéticas de dos tipos. En un tipo de secciones el campo magnético varía según la ley del p. 11º, donde n es mucho menor que cero (por ejemplo, $n = -100$), y en el otro tipo, $n >> 1$. Las secciones del primer tipo aseguran el enfoque radial del haz de partículas aceleradas, y las secciones del segundo tipo, el enfoque vertical de dicho haz. El enfoque intenso permite disminuir considerablemente las dimensiones del acelerador, la masa del electroimán y el precio de toda instalación.

13º. Para aumentar la porción de energía que emplean las partículas aceleradas en las diversas reacciones nucleares (VIII.1.9.1º), el bombardeo de blancos fijos con partículas de alta energía se sustituye por instalaciones en las cuales se utiliza el *método de choque de haces.* De las leyes de conservación de la energía (I.3.4.3º) y el impulso (I.2.7.1º) se deduce que, cuando se bombardea un blanco fijo, la porción de energía cinética W_c de la partícula incidente, que se aprovecha en la reacción nuclear, disminuye a medida que aumenta W_c. En el método de choque de haces disminuye el impulso total de las partículas después de la colisión y aumenta la fracción útil de energía de la partícula. Por ejemplo, supongamos que en un acelerador, los protones de los haces que chocan tienen una energía de 26 GeV cada uno. El impulso total de los protones que choquen con velocidades iguales, pero de sentidos opuestos, es nulo. La energía de colisión de estos dos protones alcanza 50 GeV. Para obtener tal energía de choque bombardeando un blanco fijo de hidrógeno con un haz de protones, la energía de estos últimos debería ser del orden de 1400 GeV.

velocidad e la luz en el vacío ($v << c$), la interacción magnética entre las cargas en movimiento es mucho menor que su interacción electrostática. Pero en caso de que las cargas se muevan en un conductor eléctricamente neutro, y las fuerzas eléctricas estén compensadas (III.3.4.2º), quedara únicamente la interacción magentita. Esto explica la interacción magnética entre los conductores con corriente (III.10.4.1º). Aunque la fuerza de interacción magnética entre cada par de electrones es pequeña, el numero de pares es tan grande, que la fuerza resultante de la interacción magnética de los conductores paralelos con corriente es bastante grande (III.10.4.1º).

5º. Si sobre una carga eléctrica móvil, además del campo magnético de inducción **B**, actúa un campo eléctrico de intensidad **E** (III.2.1.2º), la fuerza resultante **F** aplicada a la carga e igual a la suma vectorial de la fuerza $\mathbf{F}_e = q\mathbf{E}$ que ejerce sobre la carga el campo eléctrico, y la fuerza Lorentz (p. 1º), será

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{vB}] \quad \text{(en el SI)}$$

$$\mathbf{F} - q\mathbf{E} + \frac{q}{c}[\mathbf{vB}] \quad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

Esta última expresión también recibe el nombre de la fuerza de Lorentz y, a veces, *fuerza de Lorentz generalizada o formula de Lorentz*.

6º. En un campo magnético uniforme perpendicular a la velocidad de la partícula cargada, esta, bajo la acción de la fuerza Lorentz, se desplaza por una circunferencia de radio constante r. Dicha circunferencia se encuentra en un plano perpendicular al vector **B**, y la fuerza de Lorentz en centrípeta (I.2.4.3º). El radio de la circunferencia es

$$r = \frac{m}{|q|}\frac{v}{B} \quad \text{(en el SI)}$$

$$r = \frac{cmv}{|q|B} \quad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

donde $|q|$ es la magnitud absoluta de la carga de la partícula, m, su masa; v, su velocidad; B, la interacción del campo magnético; y c, la constante electrodinámica (III.10.2.2º). Si la partícula se mueve en el plano del dibujo (fig. III.11.2), su desviación en el campo dirigido perpendicularmente a su velocidad desde detrás de la figura, dependerá del signo de la carga. En esto se basa la determinación del signo de la carga de las partículas que se mueven en un campo magnético.

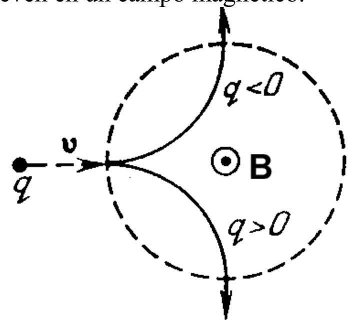

Fig. III.11.2.

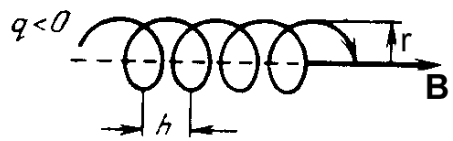

Fig. III.11.3.

Capítulo III.11. Movimiento de las partículas cargadas en los campos eléctrico y magnético

§ III.11.1. Fuerza de Lorentz

1º. El campo magnético actúa no solo sobre los conductores con corriente (III.10.1.4º), sino también sobre las partículas aisladas con carga que se mueven en él. La fuerza F_L que actúa sobre la carga eléctrica *q* que se mueve en el campo magnético con velocidad v, se llama *fuerza de Lorentz*;

$$\mathbf{F}_L = q[\mathbf{vB}] \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\mathbf{F}_L = \frac{q}{c}[\mathbf{vB}] \qquad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

donde *q* es la magnitud algebraica de la carga en movimiento; **B**, la inducción magnética del campo en el cual se mueve la carga (III.10.1.2º); y *c*, la constante electrodinámica (III.10.2.2º). Los paréntesis cuadrados indican producto cruz.

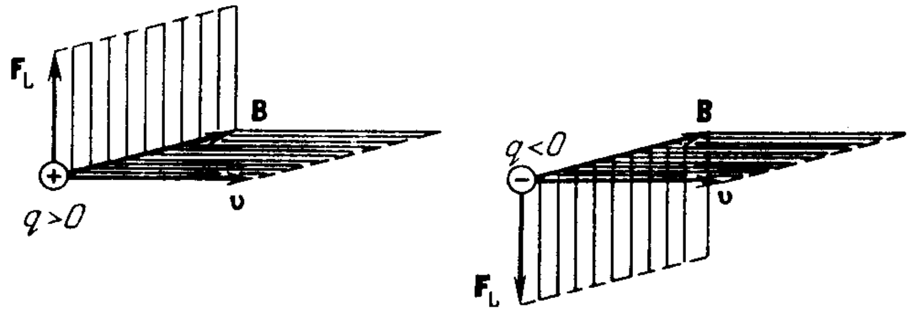

Fig. III.11.1.

La fig. III.11.1 ilustra la disposición mutua de los vectores **v**, **B** y: $\mathbf{F}_L$ para una carga positiva ($q > 0$) y para una carga negativa ($q < 0$). El modulo de la fuerza de Lorente es

$$F_L = qvBsen\ \alpha\ ,$$

donde $\alpha =$ vB es el ángulo entre los vectores **v** y **B** .

2º. La fuerza de Lorentz está siempre dirigida perpendicularmente a la velocidad de traslación de la partícula cargada y le comunica a está una aceleración normal (I.1.4.6º). Como la misma no provoca la variación del módulo de la velocidad, sino que solo cambia su dirección, la fuerza de Lorentz no realiza trabajo, y la energía cinética de la partícula cargada no varia al moverse ésta en el campo magnético.

3º. Valiéndose de la fuerza de Lorentz se puede dar la siguiente definición de la inducción magnética **B** (III.10.1.2º): el módulo del vector inducción magnética en un punto dado de un campo magnético, es igual a la fuerza de Lorentz máxima $\mathbf{F}_{L\ máx}$ que actúa sobre una carga unitaria positiva que se mueve con velocidad unitaria en un punto dado: